

# Das Vierkreis-Bandfilter und die Bandbreitenumschaltung durch Umwegkopplung

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Norddeutschen Mende-Rundfunk GmbH.)

Die durch den Kopenhagener Wellenplan geschaffenen schwierigen Empfangsverhältnisse auf dem Mittelwellenbereich fordern für einen modernen Rundfunkempfänger eine Trennschärfe 1 : 1000. Diese hohe Selektion läßt sich beim normalen 6-Kreis-Super durch Steigerung der Kreisgüten allein nicht mehr erreichen. Es ist vielmehr notwendig, die Anzahl der Kreise, insbesondere der ZF-Kreise, zu erhöhen. Besonders bewährt haben sich die 8-Kreis-Empfänger mit 6 ZF-Kreisen, von denen wiederum 4 zu einem Vierfachbandfilter zusammengefaßt sind.

Abb. 1 zeigt das Schema eines Vierkreis-Bandfilters. Im 1. Kreis wirkt eine EMK  $\mathcal{E}$ . In den einzelnen Kreisen fließen dadurch die Ströme  $\mathfrak{Y}_{1, 2, 3, 4}$ . Die Serien-Resonanzwiderstände der Kreise 1, 2, 3, 4 haben die Werte  $\mathfrak{R}_{1, 2, 3, 4}$ , wobei

$$\mathfrak{R}_{1, 2, 3, 4} = R_{1, 2, 3, 4} + j \omega L_{1, 2, 3, 4} + \frac{1}{j \omega C_{1, 2, 3, 4}} \quad (1)$$

Alle Kreise sind auf die gleiche Resonanzfrequenz  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  abgestimmt und mit der Einführung der Verstimmung

$$y = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \quad (2)$$

und der Kreisdämpfung

$$d_{1, 2, 3, 4} = \frac{R_{1, 2, 3, 4}}{\omega L_{1, 2, 3, 4}} \quad (3)$$

ergibt sich

$$\mathfrak{R}_{1, 2, 3, 4} = \omega L_{1, 2, 3, 4} (d_{1, 2, 3, 4} + jy) \quad (4)$$

Benachbarte Kreise sind über  $\mathfrak{R}_{12, 23, 34}$  miteinander gekoppelt. Die in Abb. 1 gestrichelt eingezeichnete Kopplung des 1. mit dem 4. Kreis soll zunächst außer acht gelassen

werden. Sie wird später bei der Besprechung der Umwegkopplung behandelt. Werden die Kreise beispielsweise induktiv gekoppelt, so erscheinen die Kopplungswiderstände  $\mathfrak{M}_{12, 23, 34}$  als

$$\mathfrak{M}_{12, 23, 34} = j k_{12, 23, 34} \omega \sqrt{L_{1, 2, 3} \cdot L_{2, 3, 4}} \quad (5)$$

wobei  $k_{12, 23, 34}$  die Kopplungsfaktoren darstellen.  $L$  stellt dabei jeweils die gesamte Selbstinduktion eines Kreises dar, in der die Gegeninduktivitäten zu den Nachbarkreisen mit enthalten sind.

Da die Summe aller Spannungen innerhalb eines Kreises immer Null ist, läßt sich folgendes Gleichungsschema aufstellen.

$$\begin{array}{lcl} \text{Kreis 1: } \mathfrak{E} = & \mathfrak{I}_1 \mathfrak{R}_1 - \mathfrak{I}_2 \mathfrak{M}_{12} - 0 & - 0 \\ \text{Kreis 2: } 0 = & - \mathfrak{I}_1 \mathfrak{M}_{12} + \mathfrak{I}_2 \mathfrak{R}_2 - \mathfrak{I}_3 \mathfrak{M}_{23} - 0 & (6) \\ \text{Kreis 3: } 0 = & - 0 - \mathfrak{I}_2 \mathfrak{M}_{23} + \mathfrak{I}_3 \mathfrak{R}_3 - \mathfrak{I}_4 \mathfrak{M}_{34} & \\ \text{Kreis 4: } 0 = & - 0 - 0 - \mathfrak{I}_3 \mathfrak{M}_{34} + \mathfrak{I}_4 \mathfrak{R}_4 & \end{array}$$

Die Auflösung nach  $\mathfrak{I}_4$  ergibt

$$\mathfrak{I}_4 = \frac{\begin{vmatrix} \mathfrak{R}_1 & -\mathfrak{M}_{12} & 0 & -\mathfrak{E} \\ -\mathfrak{M}_{12} & \mathfrak{R}_2 & -\mathfrak{M}_{23} & 0 \\ 0 & -\mathfrak{M}_{23} & \mathfrak{R}_3 & 0 \\ 0 & 0 & -\mathfrak{M}_{34} & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \mathfrak{R}_1 & -\mathfrak{M}_{12} & 0 & 0 \\ -\mathfrak{M}_{12} & \mathfrak{R}_2 & -\mathfrak{M}_{23} & 0 \\ 0 & -\mathfrak{M}_{23} & \mathfrak{R}_3 & -\mathfrak{M}_{34} \\ 0 & 0 & -\mathfrak{M}_{34} & \mathfrak{R}_4 \end{vmatrix}} \quad (7)$$

oder

$$\mathfrak{I}_4 = \frac{\mathfrak{E} \mathfrak{M}_{12} \mathfrak{M}_{23} \mathfrak{M}_{34}}{\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2 \mathfrak{R}_3 \mathfrak{R}_4 - \mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2 \mathfrak{M}_{34}^2 - \mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_4 \mathfrak{M}_{23}^2 - \mathfrak{R}_3 \mathfrak{R}_4 \mathfrak{M}_{12}^2 + \mathfrak{M}_{12}^2 \mathfrak{M}_{23}^2 \mathfrak{M}_{34}^2} \quad (8)$$

Werden (4) und (5) in (8) eingesetzt, so erhält man:

$$\mathfrak{I}_4 = \frac{\mathfrak{E}}{\omega \sqrt{L_1 L_4}} \cdot \frac{-j k_{12} k_{23} k_{34}}{(d_1 + j y) (d_2 + j y) (d_3 + j y) (d_4 + j y) + k_{34}^2 (d_1 + j y) (d_2 + j y) + k_{23}^2 (d_1 + j y) (d_4 + j y) + k_{12}^2 (d_3 + j y) (d_4 + j y) + k_{12}^2 k_{23}^2} \quad (9)$$

Um (9) numerisch auswerten zu können, müssen reelle und imaginäre Glieder voneinander getrennt werden. Es empfiehlt sich, den Reziprokwert zu betrachten und zu schreiben:

$$\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{I}_4} \cdot \frac{1}{\omega \sqrt{L_1 L_4}} = A + jB \quad (10)$$

oder in Absolutform:

$$\left| \frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{I}_4} \right| \cdot \frac{1}{\omega \sqrt{L_1 L_4}} = \sqrt{A^2 + B^2} \quad (11)$$

wobei



$$A = \frac{y^3(d_1 + d_2 + d_3 + d_4) - y(d_1 d_2 d_3 + d_1 d_2 d_4 + d_1 d_3 d_4 + d_2 d_3 d_4 + k_{34}^2 d_1 + k_{34}^2 d_2 + k_{23}^2 d_1 + k_{23}^2 d_4 + k_{12}^2 d_3 + k_{12}^2 d_4)}{k_{12} k_{23} k_{34}} \quad (12)$$

und

$$B = \frac{y^4 - y^2(d_1 d_2 + d_1 d_3 + d_1 d_4 + d_2 d_3 + d_2 d_4 + d_3 d_4 + k_{12}^2 + k_{23}^2 + k_{34}^2) + d_1 d_2 d_3 d_4 + k_{12}^2 d_3 d_4 + k_{23}^2 d_1 d_4 + k_{34}^2 d_1 d_2 + k_{12}^2 k_{34}^2}{k_{12} k_{23} k_{34}} \quad (13)$$

Bereits in (9) hat sich  $L_2$  und  $L_3$  herausgehoben, d. h. für die praktische Ausführung, daß  $L_2$  und  $L_3$  beliebig gewählt werden können und die Kreise 2 und 3 des Vierkreisbandfilters mit einem beliebigen  $L/C$ -Verhältnis gebaut werden können, das zweckmäßigerweise so bemessen wird, daß sich bei gegebenen geometrischen Abmessungen die geringsten Kreisdämpfungen  $d_2$  und  $d_3$  ergeben.

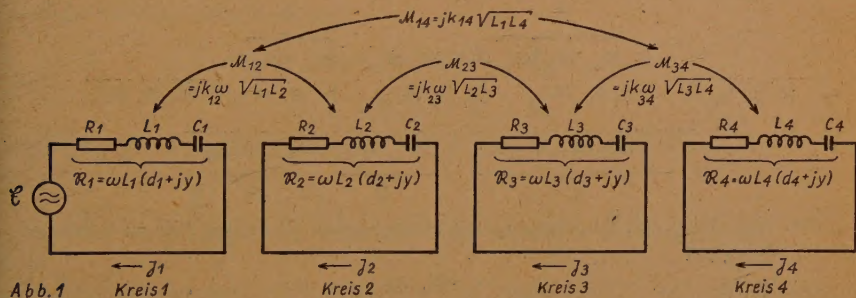


Abb. 1

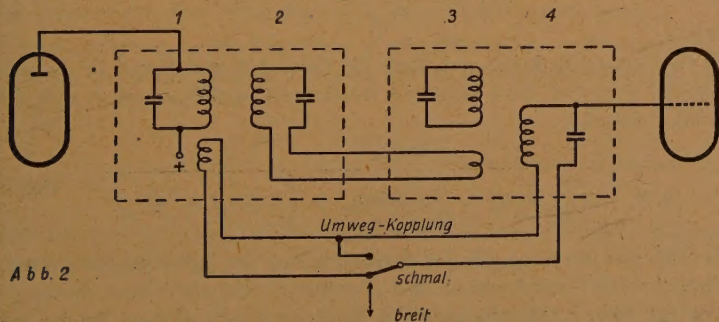


Abb. 2

Im Folgenden soll nun nach einer Möglichkeit gesucht werden, auf einfachste Weise eine wirkungsvolle Bandbreitenumschaltung zu erzielen. Angenommen, es steht nur ein einziger Umschaltkontakt zur Verfügung und es werde damit gemäß Abb. 2 eine „Umwegkopplung“ um den Kreis 2 und 3 herum unmittelbar von Kreis 1 auf Kreis 4 durchgeführt. Diese zusätzliche Verkopplung ist in Abb. 1 gestrichelt eingezeichnet. Analog dem Gleichungsschema 6 ergibt sich jetzt das Schema:

$$\begin{aligned} \text{Kreis 1: } \mathcal{E} &= \mathfrak{I}_1' R_1 - \mathfrak{I}_2' M_{12} - 0 - \mathfrak{I}_4' M_{14} \\ \text{Kreis 2: } 0 &= -\mathfrak{I}_1' M_{12} + \mathfrak{I}_2' R_2 - \mathfrak{I}_3' M_{23} - 0 \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned}\text{Kreis 3: } 0 &= -0 & -\mathfrak{I}_2' \mathfrak{M}_{23} + \mathfrak{I}_5' \mathfrak{R}_3 & -\mathfrak{I}_4' \mathfrak{M}_{34} \\ \text{Kreis 4: } 0 &= -\mathfrak{I}_1' \mathfrak{M}_{14} - 0 & -\mathfrak{I}_3' \mathfrak{M}_{34} + \mathfrak{I}_4' \mathfrak{R}_4\end{aligned}\quad (14)$$

Hieraus können die Gleichungen für den neuen Strom  $\mathfrak{I}_4'$  mit Umwegkopplung aufgestellt werden:

$$\mathfrak{I}_4' = \frac{\begin{vmatrix} \mathfrak{R}_1 & -\mathfrak{M}_{12} & 0 & -\mathfrak{E} \\ -\mathfrak{M}_{12} & \mathfrak{R}_2 & -\mathfrak{M}_{23} & 0 \\ 0 & -\mathfrak{M}_{23} & \mathfrak{R}_3 & 0 \\ -\mathfrak{M}_{14} & 0 & -\mathfrak{M}_{34} & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \mathfrak{R}_1 & -\mathfrak{M}_{12} & 0 & -\mathfrak{M}_{14} \\ -\mathfrak{M}_{12} & \mathfrak{R}_2 & -\mathfrak{M}_{23} & 0 \\ 0 & -\mathfrak{M}_{23} & \mathfrak{R}_3 & -\mathfrak{M}_{34} \\ -\mathfrak{M}_{14} & 0 & -\mathfrak{M}_{34} & \mathfrak{R}_4 \end{vmatrix}} \quad (15)$$

$$\mathfrak{I}_4' = \frac{\overbrace{\mathfrak{E} (\mathfrak{M}_{12} \mathfrak{M}_{23} \mathfrak{M}_{34} + \mathfrak{R}_2 \mathfrak{R}_3 \mathfrak{M}_{14} - \mathfrak{M}_{14} \mathfrak{M}_{23}^2)}^{\text{A}}}{\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2 \mathfrak{R}_3 \mathfrak{R}_4 - \mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2 \mathfrak{M}_{34}^2 - \mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_4 \mathfrak{M}_{23}^2 - \mathfrak{R}_2 \mathfrak{R}_3 \mathfrak{M}_{14}^2 - \mathfrak{R}_3 \mathfrak{R}_4 \mathfrak{M}_{12}^2} - \underbrace{\frac{-2 \mathfrak{M}_{12} \mathfrak{M}_{23} \mathfrak{M}_{34} \mathfrak{M}_{14} + \mathfrak{M}_{12}^2 \mathfrak{M}_{34}^2 + \mathfrak{M}_{14}^2 \mathfrak{M}_{23}^2}{\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_2 \mathfrak{R}_3 \mathfrak{R}_4}}_{\text{C, D, E}} \quad (16)$$

Um den Sinn der durch Umwegkopplung entstandenen Gleichung (16) zu verstehen, soll der Spezialfall

$$\mathfrak{M}_{14} = \frac{\mathfrak{M}_{12} \mathfrak{M}_{34}}{\mathfrak{M}_{23}} \quad (17)$$

betrachtet werden.

Im Zähler von Gleichung (16) heben sich dann die Glieder A und B und im Nenner die Glieder C, D und E heraus. Wird außerdem durch  $\mathfrak{R}_2 \mathfrak{R}_3$  geteilt, so erhält man die stark vereinfachte Gleichung

$$\mathfrak{I}_4' = \frac{\mathfrak{E} \mathfrak{M}_{14}}{\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_4 - \left[ \frac{\mathfrak{R}_1}{\mathfrak{R}_3} \mathfrak{M}_{34}^2 + \frac{\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_4}{\mathfrak{R}_3 \mathfrak{R}_2} \mathfrak{M}_{23}^2 + \frac{\mathfrak{R}_4}{\mathfrak{R}_2} \mathfrak{M}_{12}^2 + \mathfrak{M}_{14}^2 \right]} \quad (18)$$

Gleichung (18) zeigt eine Struktur, die der eines einfachen Zweikreis-Bandfilters sehr ähnlich ist. Wäre nämlich Kreis 2 und Kreis 3 überhaupt nicht vorhanden, so könnte man sich analog der Abb. 1 und den folgenden Gleichungen die Formel für das aus Kreis 1 und Kreis 4 allein bestehende Zweikreis-Filter ableiten zu

$$\mathfrak{I}_4'' = \frac{\mathfrak{E} \mathfrak{M}_{14}}{\mathfrak{R}_1 \mathfrak{R}_4 - \mathfrak{M}_{14}^2} \quad (19)$$

Ein Vierkreis-Filter mit Umwegkopplung kann also in erster Annäherung als ein Zweikreis-Filter aufgefaßt werden mit stark erhöhter Kopplung [Glieder in eckiger Klammer im Nenner von Gleichung (18)] und entsprechend verbreiteter Resonanzkurve. Dafür ist der Strom  $\mathfrak{I}_4'$  des Vierkreis-Filters mit Umwegkopplung (18) kleiner als der des reinen Zweikreis-Filters (19), da die im Nenner von (18) erscheinende



Kopplungsvergrößerung im Zähler nicht auftritt, was einer Verringerung des Betrages von  $\mathfrak{F}''_4$  gleichkommt.

Setzt man Verstimmungen, Dämpfungen und Kopplungsfaktoren in (18) ein, so erhält man:

$$\mathfrak{F}'_4 = \frac{\mathfrak{G}}{\omega \sqrt{L_1 L_4} \cdot j k_{14}} \quad (20)$$

$$(d_1 + jy)(d_4 + jy) + \left[ \frac{d_1 + jy}{d_3 + jy} k_{34}^2 + \frac{(d_1 + jy)(d_4 + jy)}{(d_3 + jy)(d_2 + jy)} k_{23}^2 + \frac{d_4 + jy}{d_2 + jy} k_{12}^2 + k_{14}^2 \right]$$

Man erkennt, daß (18) und (20) physikalisch noch keine reinen Zweifach-Filter darstellen, da in dem eingeklammerten Glied des Nenners, das die erhöhte Verkopplung darstellt, noch die Verstimmung  $y$  auftritt, die sich nur bei  $y \gg d$  heraushebt.  $y$  hebt sich ganz heraus, wenn man setzt:

$$d_1 = d_3 \text{ bzw. } \Re_1 = \Re_3 \quad (21)$$

und

$$d_2 = d_4 \text{ bzw. } \Re_2 = \Re_4 \quad (22)$$

Gleichung 20 verformt sich dann in:

$$\mathfrak{F}'_4 = \frac{\mathfrak{G}}{\omega \sqrt{L_1 L_4}} \cdot \frac{j k_{14}}{(d_1 + jy)(d_4 + jy) + [k_{34}^2 + k_{23}^2 + k_{12}^2 + k_{14}^2]} \quad (23)$$

Die Form der Resonanzkurve dieses speziellen Vierfach-Filters mit Umwegkopplung ist nunmehr der eines reinen Zweikreis-Filters vollkommen gleich.

Zur numerischen Auswertung wird zweckmäßigerweise wieder der Reziprokwert betrachtet, reelle und imaginäre Glieder werden getrennt und der absolute Betrag wird gebildet:

$$\left| \frac{\mathfrak{G}}{\mathfrak{F}'_4} \right| \cdot \frac{1}{\omega \sqrt{L_1 L_4}} = \frac{\sqrt{y^2 (d_1 + d_4)^2 + (y^2 - d_1 d_4 - k_{34}^2 - k_{23}^2 - k_{12}^2 - k_{14}^2)^2}}{k_{14}} \quad (24)$$

Abb. 3 zeigt noch einmal die Wirkungsweise der Bandbreitenumschaltung durch Umwegkopplung an Hand des besonders einfachen Beispiels:

$$k_{12} = k_{23} = k_{34} = k_{14} = d_1 = d_2 = d_3 = d_4 = k = d$$

Aufgetragen über  $y/d$  ist das Verhältnis der Ausgangsspannung des Vierfach-Filters zu derjenigen maximalen Spannung, die im Resonanzfall entstehen würde, wenn nur ein einzelner Schwingkreis mit gleichem  $L$  und  $d$  in den Anodenkreis der Röhre geschaltet würde. Man erkennt, daß gegenüber dem einzelnen Kreis die Verstärkung auf 0,2 im Resonanzfall zurückgeht gegenüber 0,5 beim normalen kritisch gekoppelten Zweikreis-Bandfilter. Der Verstärkungsverlust muß durch bessere Ausnutzung der Röhren in allen Stufen des Empfängers wettgemacht werden. Setzt man  $d = 0,9\%$ , so erscheint in Abb. 3 bei einer Resonanzfrequenz von 473 kHz eine Verstimmung um 9 kHz bei  $y/d = 4,23$ . Hier lesen wir in Schmalstellung des Filters die immerhin be-

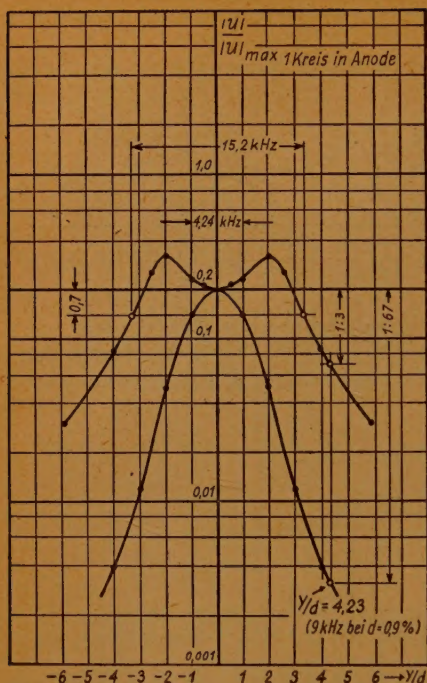


Abb. 3

achtliche Trennschärfe von 1 : 67 ab, während sie bei „Breit“ nur etwa 1 : 3 beträgt. Ferner lesen wir in Schmalstellung bei einem Abfall der Verstärkung auf das 0,7fache der Resonanzfrequenz eine Bandbreite bei „Schmal“ ab von etwa 4,24 kHz und bei „Breit“ den mehr als dreifachen Wert von etwa 15,2 kHz!

### Zusammenfassung

Die Gleichungen zur Berechnung der Resonanzkurven von Vierkreis-Bandfiltern bei beliebigen Kopplungen und Dämpfungen werden aufgestellt.

Es wird gezeigt, wie sich durch eine zusätzliche Verkopplung des 1. mit dem 4. Kreis („Umwegkopplung“) mittels nur eines einzigen Umschaltkontaktes eine sehr wirkungsvolle Bandbreitenumschaltung herstellen läßt. Das Vierkreis-Filter bekommt dadurch angenähert den Charakter eines Zweikreis-Bandfilters mit erhöhter Kopplung. An einem Beispiel wird die Wirkungsweise der Bandbreitenumschaltung quantitativ erläutert.



# Neue Diagramme zur Gleichlaufberechnung

Überlagerungsempfänger (Super) haben bekanntlich einen auf die sogenannte Zwischenfrequenz  $f_z$  fest abgestimmten Hochfrequenzverstärker. Die Empfangsfrequenz  $f$  muß daher in die Zwischenfrequenz  $f_z$  verwandelt (transponiert) werden. Dies geschieht in der Mischstufe durch Überlagerung einer Hilfsfrequenz  $f_o$  (Oszillatorfrequenz) von der Größe

$$f_o = f + f_z.$$

Die Frequenz des Oszillatorkreises  $f_o$  müßte also immer genau um die Zwischenfrequenz  $f_z$  höher sein, als die des Vorkreises  $f_v$ , damit die Eigenfrequenz  $f_v$  des Vorkreises mit der Empfangsfrequenz  $f$  zusammenfällt (Gleichlauf). In einem Koordinatensystem mit  $f_v$  als Abszisse und  $f_o$  als Ordinate müßte demnach  $f_o$  eine Gerade unter  $45^\circ$  sein, die die Ordinatenachse in Höhe von  $f_z$  schneidet (Abb. 1).

Nun wissen wir aber, daß bei ausgeführten Empfängern die Oszillatorfrequenz einen S-förmigen Verlauf nimmt und daher nur in drei Punkten (den Gleichlaufpunkten)  $f_v = f$  ist. An allen übrigen Stellen des Bereiches ist der Vorkreis gegen die Empfangsfrequenz um einen kleinen Betrag  $\Delta f$  (Gleichlauffehler) verstimmt. Infolge dieser Gleichlauffehler stimmt die Skala eines Supers nur mehr in den drei Gleichlaufpunkten mit der eines mit dem gleichen Drehkondensator aufgebauten Geradeausempfängers überein. Insbesondere ist der Empfangsbereich des Supers um die an den Bereichsgrenzen auftretenden Gleichlauffehler  $\Delta f_a$  und  $\Delta f_e$  eingeengt (Abb. 1). (Der Einengung des Oszillatorbereiches entspricht eine Einengung des Empfangsbereiches um denselben Betrag.) Darum muß der Gleichlaufberechnung ein um die an den Bereichsgrenzen zu erwartenden Gleichlauffehler erweiterter Empfangsbereich zugrundegelegt werden:

$$\begin{aligned} f_{va} &= f_a - \Delta f_a \\ f_{ve} &= f_e - \Delta f_e. \end{aligned}$$

(Index a bezieht sich auf den Anfang, e auf das Ende des Bereiches. Das Vorzeichen von  $\Delta f_a$  ist positiv, das von  $\Delta f_e$  negativ.)

## 1. Der Vorkreis

Wir bezeichnen die Gesamtheit aller Kapazitäten des Kreises bei herausgedrehtem Drehkondensator mit  $C_t$  (Summe aus Anfangskapazität des Drehkondensators, der Röhren-, Spulen-, Wellenschalter- und Verdrahtungskapazität) und die Kapazitätsänderung des Drehkondensators mit  $\Delta C = C_{de} - C_{da}$ . Für die Grenzfrequenzen  $f_{ve}$  und  $f_{va}$  ist also

$$4 \pi^2 f_{ve}^2 C_t L_v = 1 \quad (1)$$

$$4 \pi^2 f_{va}^2 (C_t + \Delta C) L_v = 1 \quad (2)$$

Durch Division von (1) durch (2) bekommen wir

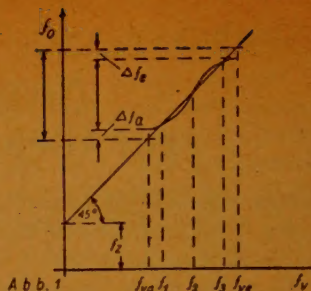
$$k_v = \frac{f_{ve}^2}{f_{va}^2} = \frac{C_t + \Delta C}{C_t} = 1 + \frac{\Delta C}{C_t} \quad (3)$$

beziehungsweise

$$C_t = \frac{\Delta C}{k_v - 1} \quad (4)$$

oder

$$\frac{C_t}{\Delta C} = \frac{1}{k_v - 1} = t \quad (5)$$



Setzen wir (4) in (1) ein, dann bekommen wir schließlich mit

$$a = \frac{1}{f_{va}^2} - \frac{1}{f_{ve}^2} \quad (6)$$

$$L_v \cdot \Delta C = \frac{a}{4 \pi^2} = l_v \quad (7)$$

Mit den für einen vorgegebenen Frequenzbereich nach (5) und (7) berechneten Beiwerten  $t$  und  $l_v$  bekommen wir für einen Drehkondensator mit beliebigem  $\Delta C$  sehr einfach

$$C_t = t \cdot \Delta C \text{ und } L_v = \frac{l_v}{\Delta C}$$

Für eine beliebige Frequenz  $f_v$  ist (Abb. 2):

$$4 \pi^2 f_v^2 C L_v = 1$$

Setzen wir in diese Gleichung das aus (7) sich ergebende  $L_v = \frac{a}{4 \pi^2 \Delta C}$  ein, dann be-

kommen wir mit  $\frac{C}{\Delta C} = c$ , das wir kurz reduzierte Abstimmkreis Kapazität nennen wollen:

$$f_v^2 \cdot c \cdot a = 1 \quad (8)$$

Auf diese Formel werden wir bei der folgenden Berechnung des Oszillatorkreises zurückgreifen.

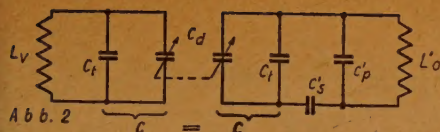
## II. Der Oszillatorkreis

Wir wollen zunächst annehmen, daß im Oszillatorkreis ein gleich großes  $C_t$  vorhanden ist, wie im Vorkreis (Abb. 2). Ferner denken wir uns, analog wie wir es bereits beim Vorkreis kennengelernt haben, alle Kapazitäten des Oszillatorkreises durch  $\Delta C$  dividiert und die Induktivität mit  $\Delta C$  multipliziert und führen die weitere Rechnung mit den so erhaltenen Werten durch:

$$s' = \frac{C'_s}{\Delta C}, p' = \frac{C'_p}{\Delta C} \text{ und } l'_o = L'_o \cdot \Delta C.$$

Die red. Kapazität des Vorkreises ist nach Gl. (8)





$$c = \frac{1}{af_v^2}$$

Im Oszillatorkreis liegt damit  $s'$  in Reihe.  
Diese Reihenschaltung ergibt

$$\bar{c} = \frac{1}{af_v^2 + \frac{1}{s'}} \quad (9)$$

und für die Gleichlauffrequenzen  $f_{1, 2, 3}$  insbesondere

$$\bar{c}_{1, 2, 3} = \frac{1}{af_{1, 2, 3}^2 + \frac{1}{s'}} \quad (10)$$

Damit bekommen wir für die Oszillatorfrequenzen  $f_{01, 2, 3} = f_{1, 2, 3} + f_2$ :

$$4 \pi^2 f_{01, 2, 3}^2 (\bar{c}_{1, 2, 3} + p') l'_o = 1 \quad (11)$$

und analog wie beim Vorkreis aus

$$k_o = \frac{f_{o3}^2}{f_{o1}^2} = \frac{\bar{c}_1 + p'}{\bar{c}_3 + p'} \quad (12)$$

$$\frac{C'_p}{\Delta C} = \frac{\bar{c}_1 - k_o \bar{c}_3}{k_o - 1} = p' \quad (13)$$

Diesen Ausdruck für  $p'$  setzen wir in die Gl. (11) für  $f_{o1}$  oder  $f_{o3}$  ein und bekommen mit

$$a_2 = \frac{1}{f_{o1}^2} - \frac{1}{f_{o3}^2} \quad [\text{siehe Abkürzungen unter (15)}]$$

$$L'_o \cdot \Delta C = \frac{1}{4 \pi^2} \cdot \frac{a_2}{\bar{c}_1 - \bar{c}_3} = l'_o \quad (14)$$

Nun setzen wir die Ausdrücke für  $p'$  und  $l'_o$  in die Gl. (11) für  $f_{o2}$  ein und bekommen nach einigen Umformungen:

$$\frac{\bar{c}_2 - \bar{c}_3}{f_{o1}^2} + \frac{\bar{c}_3 - \bar{c}_1}{f_{o2}^2} + \frac{\bar{c}_1 - \bar{c}_2}{f_{o3}^2} = 0$$

oder

$$\left( \frac{1}{f_{o3}^2} - \frac{1}{f_{o2}^2} \right) \bar{c}_1 + \left( \frac{1}{f_{o1}^2} - \frac{1}{f_{o3}^2} \right) \bar{c}_2 + \left( \frac{1}{f_{o2}^2} - \frac{1}{f_{o1}^2} \right) \bar{c}_3 = 0$$

Nach Einführung der Abkürzungen

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{1}{f_{o3}^2} - \frac{1}{f_{o2}^2} \\ a_2 &= \frac{1}{f_{o1}^2} - \frac{1}{f_{o3}^2} \\ a_3 &= \frac{1}{f_{o2}^2} - \frac{1}{f_{o1}^2} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

und Einsetzen von  $\bar{c}_{1, 2, 3}$  nach Gl. (10) wird

$$\frac{a_1}{af_1^2 + \frac{1}{s'}} + \frac{a_2}{af_2^2 + \frac{1}{s'}} + \frac{a_3}{af_3^2 + \frac{1}{s'}} = 0$$

beziehungsweise

$$\begin{aligned} & a_1 \left[ \frac{1}{s'^2} + \frac{a}{s'} (f_2^2 + f_3^2) + a^2 f_2^2 f_3^2 \right] + \\ & a_2 \left[ \frac{1}{s'^2} + \frac{a}{s'} (f_3^2 + f_1^2) + a^2 f_3^2 f_1^2 \right] + \\ & a_3 \left[ \frac{1}{s'^2} + \frac{a}{s'} (f_1^2 + f_2^2) + a^2 f_1^2 f_2^2 \right] = 0 \end{aligned}$$

oder

$$\begin{aligned} & \frac{1}{s'^2} (a_1 + a_2 + a_3) + \\ & \frac{a}{s'} \left[ f_1^2 (a_2 + a_3) + f_2^2 (a_3 + a_1) + f_3^2 (a_1 + a_2) \right] + \\ & a^2 (a_1 f_2^2 f_3^2 + a_2 f_3^2 f_1^2 + a_3 f_1^2 f_2^2) = 0 \end{aligned}$$

Nun ist aber  $a_1 + a_2 + a_3 = 0$  und  $a_2 + a_3 = -a_1$ ,  $a_3 + a_1 = -a_2$ ,  $a_1 + a_2 = -a_3$  und wir bekommen schließlich:

$$\frac{C'_s}{\Delta C} = \frac{1}{a} \frac{a_1 f_1^2 + a_2 f_2^2 + a_3 f_3^2}{a_1 f_2^2 f_3^2 + a_2 f_3^2 f_1^2 + a_3 f_1^2 f_2^2} = s' \quad (16)$$

### III. Die Fehlerkurve

In die für den Oszillatorkreis (Abb. 2) gültige allgemeine Formel

$$4 \pi^2 f_o'^2 (\bar{c} + p') l_o' = 1$$

setzen wir  $\bar{c}$  nach Gl. (9) ein und bekommen:

$$4 \pi^2 f_o'^2 l_o' \frac{f_v^2 a p' s' + p' + s'}{f_v^2 a s' + 1} = 1$$

Um uns des Faktors  $4 \pi^2$  zu entledigen, setzen wir

$$4 \pi^2 l_o' = \frac{a}{4 \pi^2 l_v'} \quad 4 \pi^2 l_o = a l'$$

$$\left( \text{Nach Gl. (7) ist } a = 4 \pi^2 l_v, \text{ also } \frac{a}{4 \pi^2 l_v} = 1, l' = \frac{l_o'}{l_v} \right)$$

Damit wird:

$$f_o' = \sqrt{\frac{f_v^2 a s' + 1}{f_v^2 a^2 l' p' s' + a l' (p' + s')}}}$$



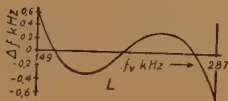
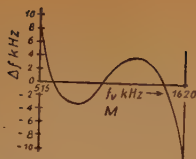
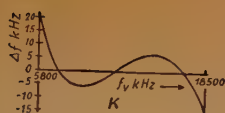


Abb. 3

oder mit

$$\left. \begin{aligned} u' &= a s' \\ v' &= a^2 l' p' s' \\ w' &= a l' (p' + s') \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$f'_0 = \sqrt{\frac{f_v^2 u' + 1}{f_v^2 v' + w'}} \quad (18)$$

Die Gleichung der Fehlerkurve lautet also:

$$\Delta f = \sqrt{\frac{f_v^2 u' + 1}{f_v^2 v' + w'}} - (f_v + f_z) \quad (19)$$

Ausgezeichnete Werte  $\Delta f_{m, n}$  liegen ungefähr bei den Frequenzen

$$f_{vm, n} = \frac{q \mp \sqrt{q^2 - 3r}}{3} \quad (20)$$

wobei  $q = f_1 + f_2 + f_3$  und  $r = f_1 f_2 + f_2 f_3 + f_3 f_1$  ist.

#### IV. Verallgemeinerung der Lösung

Angenommen, wir hätten für einen vorgegebenen Frequenzbereich nach der Wahl der Gleichlauf Frequenzen  $f_{1, 2, 3}$  die Beiwerte  $l_v, s', p'$  und  $l'_0$  ermittelt und danach  $\Delta f$  zum Beispiel für  $f_{va}, f_{vm}, f_{vn}$  sowie  $f_{ve}$  nach Gl. (19) berechnet und festgestellt, daß die Fehlerkurve günstig verläuft (Abb. 3). Ihr mehr oder weniger günstiger Verlauf hängt, wie aus den bisherigen Ausführungen hervorgeht, bei gegebenem  $f_{va}, f_{ve}$  und  $f_z$  allein von der mehr oder weniger glücklichen Wahl der Abgleichfrequenzen  $f_{1, 2, 3}$  ab. Hier wurden  $f_1$  und  $f_3$  so gewählt, daß im Kurzwellenbereich  $f_1 = 2,4 \cdot 3$  MHz,  $f_3 = 2,4 \cdot 7$  MHz, im Mittelwellenbereich  $f_1 = 206 \cdot 3$  kHz,  $f_3 = 206 \cdot 7$  kHz, im Langwellenbereich  $f_1 = 54 \cdot 3$  kHz,  $f_3 = 54 \cdot 5$  kHz ist. Der Abgleich kann also im Kurz- bzw. Mittelwellenbereich auf die dritte und siebente Harmonische eines oberwellenreichen 2,4-MHz- bzw. 206-kHz-Generators, im Langwellenbereich auf die dritte und fünfte Harmonische eines 54-kHz-Generators erfolgen.

Jetzt wollen wir noch die bei der Berechnung des Oszillatorkreises bezüglich  $C_t$  gemachte Einschränkung fallenlassen und die Beiwerte für den Oszillatorkreis ganz allgemein bestimmen, und zwar so, daß die (als günstig gefundene) Fehlerkurve sich dabei nicht im geringsten ändert.

Zur Ermittlung der Eigenfrequenz eines Oszillatorkreises nach Abb. 4 bedienen wir

uns folgender Ausgangs-Gleichungen  $\left( d = \frac{C_d}{\Delta C}, l = \frac{l_0}{l_v} \right)$ :

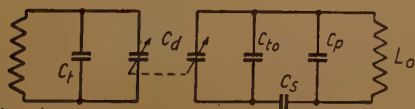


Abb. 4

$$f_0^2 a l \frac{(d + t_0)(p + s) + p s}{(d + t_0) + s} = 1$$

und

$$f_v^2 (d + t) a = 1$$

Aus Letzterer folgt

$$d = \frac{1 - f_v^2 a t}{f_v^2 a}$$

und nach Einsetzen in die Erstere bekommen wir

$$f_0 = \sqrt{\frac{f_v^2 a (s + t_0 - t)}{f_v^2 a^2 l [(t_0 - t) (p + s) + p s] + a l (p + s)}}$$

oder mit

$$u = a (s + t_0 - t)$$

$$v = a^2 l [(t_0 - t) (p + s) + p s]$$

$$w = a l (p + s)$$

$$f_0 = \sqrt{\frac{f_v^2 u + 1}{f_v^2 v + w}}$$

Wenn nun die Fehlerkurven der Schaltungen Abb. 2 und Abb. 4 übereinstimmen sollen, dann muß  $f_0 = f'_0$  sein; das ist aber der Fall, wenn  $u = u'$ ,  $v = v'$  und  $w = w'$  ist oder

$$s' = s + t_0 - t$$

$$l' p' s' = l [(t_0 - t) (p + s) + p s]$$

$$l' (p' + s') = l (p + s)$$

Daraus folgt mit  $s$  als Parameter:

$$t_0 = s' + t - s \quad (21)$$

$$p = \left(\frac{s}{s'}\right)^2 (p' + s') - s \quad (22)$$

$$l_0 = l'_0 \left(\frac{s'}{s}\right)^2 \quad (23)$$

Den beiden Grenzfällen  $p = 0$  und  $t_0 = 0$  entsprechend ist

$$(s' - p') < s < (s' + t) \quad (24)$$

Die Zusammenhänge nach Gl. (21) bis (24) sind für den Kurz-, Mittel- und Langwellenbereich nach dem Kopenhagener Wellenplan im Diagrammblatt Abb. 5 dargestellt. Für die Zwischenfrequenz gilt die Einschränkung:

$$468 < f_z < 473 \text{ kHz.}$$

## V. Der Gebrauch der Diagramme

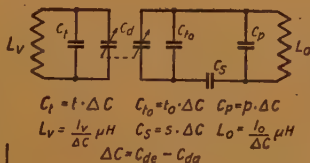
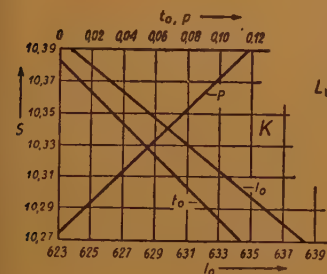
Normalerweise finden wir im Oszillatorkreis nur eine Parallelkapazität: entweder  $C_{t_0}$ , dann besteht  $C_p$  nur noch aus der Spulenkapazität und dem mit der Spule verketteten Teil der Schaltungskapazität, oder  $C_p$ , und dann setzt sich  $C_{t_0}$  aus der Anfangskapazität des Drehkondensators, der Röhren- und dem Rest der Schaltungskapazität zusammen. Vor dem Gebrauch der Diagramme müssen wir also im ersten Falle  $C_p$  schätzen und durch  $\Delta C$  dividieren; wir bekommen so den Beiwert  $p$ . Diesen suchen



wir auf der oberen horizontalen Skala auf und gehen von dort senkrecht nach unten bis zur p-Linie. Durch den Punkt, wo die Senkrechte die p-Linie trifft, legen wir eine Waagerechte. Die Schnittpunkte dieser Waagerechten mit der s-Skala  $s$  wie der  $t_o$ - und  $l_o$ -Linie liefern die Beiwerte  $s$ ,  $t_o$  und  $l_o$ .

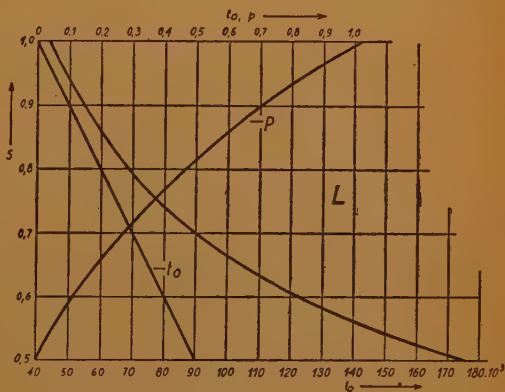
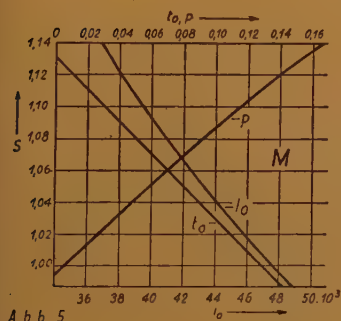
Im zweiten Falle bilden wir  $C_{t_o}/\Delta C = t_o$  und bekommen analog wie im ersten Falle  $s$ ,  $p$  und  $l_o$ .

Statt von  $C_{t_o}$  oder  $C_p$  auszugehen, könnten wir aber auch  $C_s$  so wählen, daß  $C_s/\Delta C = s$  in den Bereich des Diagramms fällt und dann das dazu gehörige  $t_o$ ,  $p$  und  $l_o$  entnehmen.



	K	M	L
$t_o$	5820	524	150
$p$	18490	1609	286
$l_o$	7200	618	162
$s$	11500	990	212
$t_o$	16800	1442	270
$l_v$	0,109	0,1124	0,369
$l_v$	679	85850	833400

$$f_z = 470 \text{ kHz}$$



Zu beachten ist nur, daß in  $C_{t_o}$  die Anfangskapazität des Drehkondensators, die Röhren- und ein Teil der Schaltungskapazität, in  $C_p$  aber die Spulen- und der Rest der Schaltungskapazität miteinbegriffen sind.

Wir müssen ferner durchaus nicht alle  $180^\circ$  des Drehkondensators ausnutzen.  $\Delta C$  ist immer die Kapazitätsänderung, die dem Drehwinkel entspricht, der zum Bestreichen des im Diagrammblatt Abb. 5 angegebenen Frequenzbereiches ausgenutzt wird. Insbesondere im Langwellenbereich ist es zweckmäßig,  $f_a$  der Drehkondensatorstellung  $180^\circ$ ,  $f_e$  aber nicht  $0^\circ$ , sondern einer Winkelstellung zuzuordnen, die einem

$$C_{da} = 0,27 C_{de} - 40$$

entspricht. Wir kommen dann wenigstens im Vorkreis mit den üblichen Trimmergrößen (etwa 40 pF Maximalkapazität) aus und vermeiden eine übermäßig breite Abstimmung in diesem Bereich. Ein Zahlenbeispiel soll dies alles verdeutlichen.

Für einen „Philips“-Drehkondensator vom Typ 5127 sollen Vor- und Oszillatorkreis für den Mittel- und Langwellenbereich bemessen werden. Die Daten des Drehkondensators sind:  $C_{de} = 500 \text{ pF}$ ,  $C_{da} = 11 \text{ pF}$ , also  $\Delta C = C_{de} - C_{da} = 489 \text{ pF}$ .

### 1. Mittelwellenbereich, Vorkreis

Wir bekommen:  $L_v = l_v / \Delta C = 85850 / 489 = 176 \text{ } \mu\text{H}$

$$C_t = t \cdot \Delta C = 0,1124 \cdot 489 = 55 \text{ pF}$$

$C_{da}$	$= 11$
$C_{\text{Spule}}$	$\approx 6$
$C_{\text{Röhre + Sockel}}$	$\approx 7$
$C_{\text{Schaltung}}$	$\approx 5$
Zusammen	$\approx 29 \text{ pF}$

Mit dem Trimmer müßten also etwa  $55 - 29 = 26 \text{ pF}$  einstellbar sein.

Oszillatorkreis, erster Fall. Die Kapazität der Oszillatorspule und die mit der Oszillatorschaltung verknüpfte Schaltungskapazität betrage  $C_p = 7 \text{ pF}$ ; damit wird  $p = C_p / \Delta C = 7 / 489 = 0,0143$ . Dazu entnehmen wir dem Diagramm  $s = 1,008$ ,  $t_o = 0,123$ ,  $l_o = 47 \cdot 10^3$  und es wird

$$L_o = l_o / \Delta C = 47 \cdot 10^3 / 489 = 96 \text{ } \mu\text{H}$$

$$C_s = s \cdot \Delta C = 1,008 \cdot 489 = 493 \text{ pF}$$

$$C_{to} = t_o \cdot \Delta C = 0,123 \cdot 489 = 60 \text{ pF}$$

$C_{da}$	$= 11$
$C_{\text{Röhre + Sockel}}$	$\approx 7$
$C_{\text{Schaltung (Teil)}}$	$\approx 4$
Zusammen	$\approx 22 \text{ pF}$

Mit dem parallel zur Reihenschaltung von  $C_s$  und  $L_o$  (also parallel zum Drehkondensator) liegenden Trimmer müssen daher  $60 - 22 = 38 \text{ pF}$  einstellbar sein.

Zweiter Fall. Die vorhin zusammengezählten  $22 \text{ pF}$  sind jetzt unser  $C_{to}$ ; somit wird  $t_o = C_{to} / \Delta C = 22 / 489 = 0,045$ . Dazu gehören laut Diagramm  $s = 1,088$ ,  $p = 0,102$  und  $l_o = 40,4 \cdot 10^3$ . Wir bekommen also

$$L_o = 82,5 \text{ } \mu\text{H}, C_s = 532 \text{ pF}, C_p = 50 \text{ pF}.$$

Mit dem jetzt parallel zur Spule liegenden Trimmer müssen also etwa  $50 - 7 = 43 \text{ pF}$  einstellbar sein.

### 2. Langwellenbereich, Vorkreis

Wenn wir den Bereich  $150 \dots 286 \text{ kHz}$  auf den ganzen Einstellbereich  $180^\circ \dots 0^\circ$  des Drehkondensators ausdehnen würden, bekämen wir für  $C_t = t \cdot \Delta C = 0,369 \cdot 489 = 180 \text{ pF}$ .

$C_{da}$	$= 11$
$C_{\text{Spule}}$	$\approx 10$
$C_{\text{Röhre + Sockel}}$	$\approx 7$
$C_{\text{Schaltung}}$	$\approx 8$
Zusammen	$\approx 36 \text{ pF}$

Auf den Trimmer entfielen also  $180 - 36 = 144 \text{ pF}$ .



Verfahren wir hingegen wie weiter oben vorgeschlagen, dann wird mit

$$C_{da} = 0,27 C_{de} - 40 = 0,27 \cdot 500 - 40 = 95 \text{ pF}$$

unser  $\Delta C = C_{de} - C_{da} = 500 - 95 = 405 \text{ pF}$ .

Aus der Kapazitätskurve des Drehkondensators geht hervor, daß dem  $C_{da} = 95 \text{ pF}$  ein Drehwinkel von  $66^\circ$  entspricht. Der Empfangsbereich  $150 \dots 286 \text{ kHz}$  liegt also zwischen  $180^\circ \dots 66^\circ$ . Nun wird

$$L_v = 833400/405 = 2060 \text{ } \mu\text{H} \text{ und}$$

$$C_t = 0,369 \cdot 405 = 150 \text{ pF.}$$

$$C_{da} = 95$$

$$C_{\text{Spule}} \approx 10$$

$$C_{\text{Röhre} + \text{Sockel}} \approx 7$$

$$C_{\text{Schaltung}} \approx 8$$

$$\text{Zusammen} \approx 120 \text{ pF.}$$

Mit dem Trimmer müssen also jetzt nur  $150 - 120 = 30 \text{ pF}$  einstellbar sein.

Oszillatorkreis, erster Fall.

$$C_p = 12 \text{ pF (geschätzt), mithin } p = 12/405 = 0,03 \text{ und}$$

$$L_o = 154 \cdot 10^3/405 = 380 \text{ } \mu\text{H} \quad C_s = 0,535 \cdot 405 = 216 \text{ pF}$$

$$C_{to} = 0,47 \cdot 405 = 190 \text{ pF.}$$

$$C_{da} = 95$$

$$C_{\text{Röhre} + \text{Sockel}} \approx 7$$

$$C_{\text{Schaltung (Teil)}} \approx 6$$

$$\text{Zusammen} \approx 108 \text{ pF.}$$

Mit dem parallel zur Reihenschaltung von  $L_o$  und  $C_s$  liegenden Trimmer müssen demnach etwa  $190 - 108 = 82 \text{ pF}$  einstellbar sein. Zweckmäßigerweise nehmen wir einen Trimmer von  $40 \text{ pF}$  Maximalkapazität und schalten diesem einen keramischen Festkondensator von  $50 \text{ pF}$  parallel.

Zweiter Fall.  $C_{to} = 108 \text{ pF}$ ,  $t_o = 108/405 = 0,267$ .

$$L_o = 80 \cdot 10^3/405 = 198 \text{ } \mu\text{H} \quad C_s = 0,74 \cdot 405 = 300 \text{ pF}$$

$$C_p = 0,35 \cdot 405 = 142 \text{ pF}$$

Mit dem parallel zur Spule liegenden Trimmer müssen etwa  $142 - 12 = 130 \text{ pF}$  einstellbar sein. Dazu nehmen wir einen Trimmer von  $40 \text{ pF}$  Maximalkapazität und schalten dazu einen Festkondensator von  $100 \text{ pF}$  parallel.

Beim Abgleich werden die im Diagrammblatt Abb. 5 jeweils angegebenen Bereichsgrenzen

$$f_a = f_{va} + \Delta f_a \text{ und } f_e = f_{ve} + \Delta f_e$$

mit  $L_o$  und  $C_{to}$  bzw.  $C_p$  eingestellt, danach  $L_v$  bei  $f_1$  und  $C_t$  bei  $f_3$  auf maximale Ausgangsspannung einreguliert. Nach erfolgtem Abgleich werden zur Verminderung des kritischen Gleichlauffehlers bei  $f_a$  die beiden letzten (erst bei ganz eingedrehtem Drehkondensator voll wirksam werdenden) Sektoren der geschlitzten Rotorendplatten im Vorkreis soweit wie möglich weggebogen.

## VI. Messen der Fehlerkurve

Wie wir aus dem Zahlenbeispiel ersehen, ist eine einigermaßen richtige Abschätzung und Aufteilung der zerstreuten Kapazitäten erforderlich. Da eine solche Schätzung immer mit einiger Unsicherheit behaftet sein wird, ist die Messung der Fehlerkurve am ausgeführten Gerät erwünscht. Es soll daher ein Verfahren zur Messung beschrieben werden. Wir schalten zur Resonanzanzeige parallel zum Vorkreis ein empfindliches Röhrenvoltmeter, und zwar vor dem Abgleich, damit seine Eingangskapazität beim Abgleich in die Abstimmung mit eingeht. Auf den Eingang des Empfängers werden gleichzeitig die Zwischenfrequenz und die Empfangsfrequenz (beide unmoduliert) gegeben, an den niederfrequenten Ausgang wird ein direkt anzeigender Frequenzmesser angeschlossen. Bei richtiger Abstimmung ergeben die durch Überlagerung der Empfangs- und Oszillatorfrequenz gebildete Zwischenfrequenz und die gleichzeitig an den Eingang gelegte Zwischenfrequenz ein Schwebungsnull. An den Stellen, wo kein vollkommener Gleichlauf herrscht, fallen Schwebungsnull und Resonanz des Vorkreises nicht zusammen. Man muß den Einstellknopf des Empfängers etwas wegdrehen, bis das Röhrenvoltmeter seinen Höchstausschlag erreicht. Die Frequenz des dann im Lautsprecher hörbaren Tones, die am Frequenzmesser unmittelbar abgelesen werden kann, ist der Gleichlauffehler. Mußte der Empfänger vom Schwebungsnull ausgehend gegen höhere Empfangsfrequenzen verstimmt werden, um am Röhrenvoltmeter Resonanzanzeige für den Vorkreis zu bekommen, dann war der Vorkreis bei Schwebungsnull auf eine zu niedrige Frequenz abgestimmt gewesen, die Verstimmung war also  $-\Delta f$ . Im umgekehrten Falle lag positive Verstimmung vor.

Wenn wir als „Empfangsfrequenz“ das Oberwellenspektrum eines Eichquarzes für 20 kHz im Lang-, 100 kHz im Mittel- und 1000 kHz im Kurzwellenbereich verwenden, können wir sehr schnell eine ausreichende Anzahl von Punkten der Fehlerkurve bestimmen und durch Aufzeichnen prüfen, ob die Nulldurchgänge bei den im Diagrammblatt Abb. 5 angegebenen Frequenzen  $f_1$ ,  $f_2$  und  $f_3$  liegen. Unstimmigkeiten bei  $f_1$  und  $f_3$  sind auf ungenauen Abgleich zurückzuführen. Liegt der mittlere Nulldurchgang bei einer höheren als der angegebenen Frequenz  $f_2$ , dann ist  $C_s$  zu klein. Im umgekehrten Falle zu groß. Wenn alle Nulldurchgänge stimmen, die gemessenen Fehlerkurven aber sonst von den in Abb. 3 wiedergegebenen stärker abweichen, dann stimmt der Kapazitätsverlauf der beiden Drehkondensatoren im Vor- und Oszillatorkreis nicht genau überein. In der Nähe von  $f_a$  muß sich natürlich infolge der vorgenommenen Korrektur durch Wegbiegen der Rotorendplatten eine Verminderung der Gleichlauffehler zeigen. Das Meßverfahren kann auch zur rein empirischen Dimensionierung des Oszillatorkreises dienen. Wir merken uns: Für den Verlauf der Fehlerkurve ist bei gegebenem  $f_{va}$ ,  $f_{ve}$  und  $f_2$  allein die Lage der Gleichlaufpunkte  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_3$  entscheidend.

### Zusammenfassung

Wir haben ein Verfahren zur Gleichlaufberechnung kennengelernt, bei dem

1. von den Daten des Drehkondensators vollkommen unabhängige Beiwerte ermittelt werden. Die Größe der Parallel-(Trimmer-) und Serienkondensatoren bekommen wir durch Multiplikation der entsprechenden Beiwerte mit der Kapazitätsänderung  $\Delta C$  des Drehkondensators, die Selbstinduktionen durch Division durch  $\Delta C$ ;
2. die zerstreuten Kapazitäten nach Größe und Verteilung berücksichtigt werden. Ferner wurde
3. ein Verfahren zur Messung der Fehlerkurve beschrieben.



# Der Aufzeichnungsvorgang beim Magnetton-Verfahren

## B. Die Köpfe

(Fortsetzung und Schluß)

Nachdem nun die Vorgänge im Band in ihren Grundzügen geklärt sind, soll noch kurz auf die Köpfe, im wesentlichen auf Lösch- und Sprechkopf, eingegangen werden. Die Vorgänge im Wiedergabekopf sind bereits an anderer Stelle [4] ausführlich behandelt worden.

In Abb. 12 sind in der oberen Reihe links die Umgebung eines Sprechkopfspaltes und rechts die eines Löschkopfspaltes dargestellt. Es sei besonders darauf hingewiesen, daß die Skizzen nicht maßstäblich sind, denn der Spalt des Löschkopfes ist tatsächlich etwa 14mal so breit wie der des Sprechkopfes.

Die Feldlinien deuten schematisch die Verhältnisse am Spalt an. In einem Punkt A des Sprechkopffeldes ist dessen Stärke und Richtung durch einen Vektor angedeutet, der in je eine Horizontal- und eine Vertikalkomponente zerlegt wurde. Führt man diese Zerlegung für jeden Punkt des Feldlinienbildes durch und trägt die Summe der Komponenten über der Oberfläche des Kopfes auf, so erhält man die Bilder b und c.

Ein magnetisch aktives Teilchen des Bandes, das im Zuge der Bandbewegung den Kopf passiert, wird also sowohl in seiner Längs- als auch in seiner Querrichtung definierten Feldeinflüssen unterworfen. Zumindest an der dem Kopf zugewendeten Oberfläche des Bandes wird sogar der Einfluß des Querfeldes den des Längsfeldes überwiegen, insbesondere, da das Querfeld später als das Längsfeld abklingt.

Für den Aufzeichnungsvorgang kommt dieser Erkenntnis keine schwerwiegende Bedeutung zu und die im Folgenden für das Längsfeld angestellten Betrachtungen führen zu den gleichen Ergebnissen, wenn sie auf das Querfeld angewendet werden.

### 1. Der Sprechkopf

Die Feldverhältnisse, wie sie bei einer Aufnahme ohne Modulation, also nur mit HF-Vormagnetisierung, von einem Punkt des Tonträgers im Zuge seiner Vorbewegung am Sprechkopf, angetroffen werden, sind in Bild d und d' aufgezeigt, während Bild e die entsprechenden Vorgänge im B-H-Diagramm andeutet.

Tritt der betrachtete Punkt ins Sprechkopffeld ein, so wird sein magnetischer Zustand vom Punkt 0 zum Punkt A gelangen und einige Male die Schleife ABCDA durchlaufen.

Beim Abklingen des Feldes ist die Phasenlage entscheidend. Bei Verhältnissen, wie in Bild d angedeutet, geht die Feldstärke von ihrem Maximalwert auf Null praktisch aperiodisch zurück, d. h. der magnetische Zustand (Bild e) bewegt sich von A nach B und verbleibt dort (bis die Entmagnetisierung eintritt).

Exakt betrachtet, schwingt jedoch in Bild d die Feldstärke noch ein wenig über die 0-Achse hinaus. Statt des Punktes B wird der Punkt F erreicht. Der geringe Induktionsverlust BF ist praktisch nicht von Bedeutung. Zweckmäßig definiert man die Strecke, längs der die Feldstärke von ihrem Maximalwert auf seinen zehnten Teil abgeklungen ist, als Abklingstrecke  $\Delta s$ . Dann ist für alle Frequenzen, bei denen

$$\Delta s \leq \frac{\lambda}{4}$$

ist, der Pegelverlust durch den Aufzeichnungsvorgang kleiner als 1 db, also praktisch unmerklich.

Ein um eine Viertel Wellenlänge hinter dem betrachteten Teilchen liegendes Partikel trifft nicht mehr die Feldverteilung des Bildes d an, sondern die des Bildes d'. Der magnetische Zustand wird also über den Punkt B etwa zum Punkt E gelangt sein, um von dort entlang der Linie E—O ungefähr den Nullpunkt zu erreichen. Ein nächstes

Teilchen, das um weitere  $\frac{\lambda}{4}$  zurückliegt, wird den Punkt D erreichen, der dem negativen

Maximalwert entspricht, usw. Die Vormagnetisierungs-HF wird also praktisch in voller Höhe aufgezeichnet.

Die durch die geometrische Spaltbreite und die Nichtlinearität der Feldverteilungskurve bedingten Verzerrungen der HF-Kurvenform sind für die Aufzeichnung praktisch belanglos. Für NF-Aufzeichnungen niedriger Frequenz, für die  $s \ll \lambda$  gilt, sind diese Verzerrungen vernachlässigbar klein. In einer Erörterung, die später zur Veröffentlichung gelangen soll, wird gezeigt werden, daß bei Aufzeichnungen höherer Frequenz Verzerrungen entstehen, die sowohl von der geometrischen Breite des Spaltes als auch von der Form des abklingenden Astes der Feldverteilungskurve abhängen. Um  $\Delta s$  klein zu halten, darf der Sprechkopfstrom, also auch der Vormagnetisierungsstrom, nicht zu groß werden. Sonst treten Sättigungserscheinungen auf, die Feldverteilungskurve wird flacher und die Wirkung kommt der des Löschkopfes näher. Bei der Wahl des betriebsmäßigen Vormagnetisierungsstromes darf dieser Gesichtspunkt nicht außer acht gelassen werden.

## 2. Der Löschkopf

Beim Löschkopf (Abb. 12 rechts) liegen die Verhältnisse trotz geometrischer Ähnlichkeit völlig anders. Während es beim Sprechkopf sehr darauf ankommt, eine möglichst steile Flanke der Feldverteilungskurve zu erzielen, soll diese beim Löschkopf möglichst flach und geradlinig sein. Gerät ein magnetisch aktives Teilchen in den Bereich des Löschkopffeldes, so trifft es beim Passieren den in Bild f skizzierten Feldverlauf an. Die remanente Induktion des Teilchens sei durch den Punkt P (Bild g) gekennzeichnet. Wesentlich ist, daß der magnetische Zustand irgendwann den Punkt A erreicht und

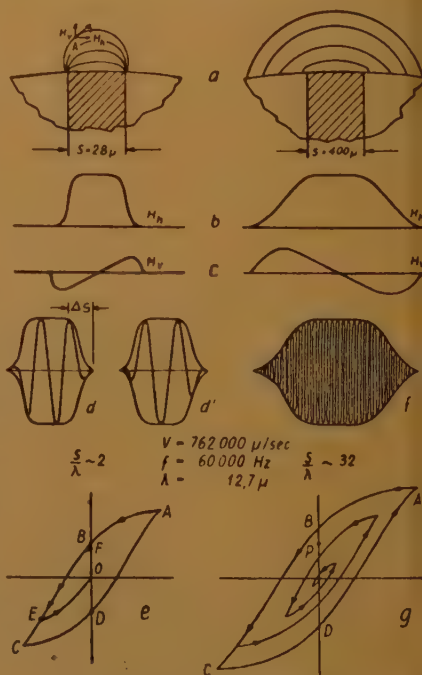


Abb. 12 Sprechkopf und Löschkopf

anschließend die Sättigungskurve ABCDA durchläuft. Während des langsamen Abklingens des Feldes werden die Schleifen immer kleiner, bis schließlich der Nullpunkt erreicht wird. In Bild g ist dieses Abklingen wegen der besseren Übersichtlichkeit nur durch einige wenige mit Pfeilen versehene Kurvenzüge angedeutet. Zur völligen Löschung eines Bandes ist es wichtig, daß dessen betriebliche Sättigungsfeldstärke gleich oder kleiner ist als die vom Löschfeld der Apparatur aufgebrauchte Feldstärke, wobei unter betrieblicher Sättigungsfeldstärke der am Anfang des Aufsatzes definierte Wert verstanden wird. Nur wenn diese wesentliche Voraussetzung erfüllt ist, wird der Punkt A in Abb. 12 immer erreicht, gleichgültig, von welchem Wert der remanenten Induktion zwischen B und D ausgegangen wurde.

### Zusammenfassung

Die Arbeit gibt einen Überblick über den augenblicklichen Stand der Erkenntnisse beim Magnetton-Aufzeichnungsverfahren. Nach einer kurzen Einführung werden zunächst die Hysteresis-Schleifen von Magnetton-Bändern sowie ein Verfahren und eine Vorrichtung zu deren Ermittlung gezeigt. Anschließend werden die Einflüsse dargestellt, die der Verlauf der Kraftlinien, teils im Magnetit, teils in der Luft, zur Folge hat. Es wird gezeigt, daß ein „Selbst-Entmagnetisierungsfeld“ auftritt, dessen Stärke linear von der Induktion und etwa exponentiell von der Frequenz der Aufzeichnungen abhängt. Weiterhin wird geklärt, weshalb die Bandempfindlichkeit für tiefe Frequenzen von der Remanenz und für hohe Frequenzen von der Koerzitivkraft des Bandes abhängig ist.

Die wesentlichen Arbeitsdiagramme, wie Remanenzkennlinie, Übertragungskennlinie und Differentialkurve, werden — aufbauend auf den Hysteresis-Schleifen — entwickelt und ihre Beziehungen zueinander geklärt. An Hand dieser Diagramme wird die Wirkung der Vormagnetisierung gezeigt und insbesondere dargelegt, daß die HF-Vormagnetisierung als eine Kombination von drei bekannten Verfahren aufgefaßt werden kann:

1. Erreichung des günstigsten Arbeitspunktes durch eine Gleichvorspannung, 2. Gegentaktprinzip, 3. Impuls-Mehrfach-Übertragung.

Der zweite Abschnitt befaßt sich mit den Vorgängen in Sprech- und Löschkopf. Es wird gezeigt, daß beim Sprechkopf die für die Amplituden wirksame Spaltbreite gleich der Abklingstrecke der Feldverteilungskurve und, im Gegensatz zum Wiedergabekopf, unabhängig von der geometrischen Spaltbreite ist. Die wirksame Spaltbreite des Sprechkopfes ist normalerweise so klein, daß innerhalb des interessierenden Frequenzbereichs kein Amplitudenverlust durch Spalteffekt auftritt.

### Literatur

- [1] Begun, „Magnetic Recording“, Verlag Murray Hill Books, 1949.
- [2] Friend, „Adjustments for Obtaining Optimum Performance in Magnetic Recording“, RCA-Review, März 1950.
- [3] Gondesen, „Stand der Magnetofontechnik im Rundfunkbetrieb“, Techn. Hausmitteilungen NWDR, März 1950.
- [4] Guckenburg, „Die Wechselbeziehungen zwischen Magnettonband und Ringkopf bei der Wiedergabe“, FUNK UND TON, Jan. 1950.
- [5] Lübeck, „Magnetische Schallaufzeichnungen mit Filmen und Ringköpfen“, Akustische Zeitschrift, Nov. 1937.
- [6] Oerding, „Messung von Magnetofonbändern mit Hilfe eines Bandmeßplatzes“, Techn. Hausmitteilungen NWDR, April 1950.
- [7] Oerding, „Ein Beitrag zum Problem des Rauschens von Magnetofonbändern“, FUNK UND TON, April 1950.
- [8] Schiesser, „Neuere Untersuchungen und Betriebserfahrungen auf dem Gebiete der magnetischen Schallaufzeichnung“, Mitteilungen RTI, Jan.-Febr. 1950.
- [9] Schmidbauer, „Das Magnetofon und seine physikalischen Grundlagen“, Funkschau April-Mai 1949.
- [10] Schmidbauer, „Magnetofonbänder und Magnetofonköpfe“, Funkschau, 2. Sept.-Heft 1949.
- [11] Weber, „Das Hochfrequenzmagnetofon“, Techn. Hausmitteilungen NWDR, Aug. 1949.
- [12] Wetzel, „Review of the Present Status of Magnetic Recording Theory“, Audio Engineering, Nov. 1947, Dez. 1947, Jan. 1948.



# Schwingungsanfachung in einem Kreis mit periodisch schwankender Kapazität

Das Problem der Schwingungsanfachung elektrischer oder mechanischer Systeme ist schon häufig Gegenstand theoretischer und experimenteller Untersuchungen gewesen. Insbesondere bildet die Theorie des Wechselstromkreises mit veränderlichem Parameter ( $L$ ,  $C$  oder  $R$ ) eine wichtige Schlüsselstellung für viele Aufgaben der Elektrotechnik und der Mechanik. erinnert sei an die Verstärkertheorie, an die Nachhalltheorie bei akustischen Problemen und an die Theorie der Mikrofone (Kondensator- sowie Kontaktmikrofon).

In der folgenden Arbeit wird das Problem des Wechselstromkreises mit periodisch schwankender Kapazität behandelt. Ausgehend von einer besonders oberwellenreichen Form der Steuerungsfunktion dieser Kapazitätsänderung (Sägezahnfunktion) — die außerdem den Vorteil einer exakten Lösung der den Vorgang beschreibenden Differentialgleichung bietet —, werden die Bedingungen untersucht, unter welchen die natürliche Dämpfung des Kreises aufgehoben werden kann und die Ströme und Spannungen einem einfachen Sinusgesetz folgen.

Für einen Schwingungskreis, der die Induktivität  $L$ , die Kapazität  $C$  und den ohmschen Widerstand  $R$  enthält, gilt

$$RI + L \frac{dI}{dt} = - \frac{Q}{C}, \quad (1)$$

führt man hierin  $I = \frac{dQ}{dt}$  ein, so ist

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{LC} = 0 \quad (1a)$$

die Differentialgleichung eines Schwingungskreises, der sich selbst überlassen wird (ohne äußere EMK). Nun sei angenommen, daß die Kapazität nicht konstant sei, sondern periodisch mit der Zeit um einen Mittelwert schwanke. Man kann somit für  $C$  den allgemeinen Ansatz machen

$$C = C_0 (1 + p \cdot \varphi(t)). \quad (2)$$

Da ein Lösungsversuch der Differentialgleichung (1a) mit diesem Ansatz für  $C$  kaum Aussicht auf Erfolg hat, sollen zwei spezielle Formen für die zeitliche Änderung von  $C$  untersucht werden. Setzt man z. B.

$$C = C_0 (1 + p \cos \omega t),$$

bzw. für kleine Werte von  $p$  ( $p \ll 1$ )

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} (1 - p \cos \omega t), \quad (2a)$$

so erhält man nach Einsetzen von (2a) in (1a)

$$\frac{d^2 Q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{LC_0} (1 - p \cos \omega t) = 0. \quad (2b)$$

Führt man hierin ein

$$Q = e^{-\frac{R}{2L}t} y(t), \quad (3)$$

so ist einfacher

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + \left[ \left( \frac{1}{LC_0} - \frac{R^2}{4L^2} \right) - \frac{p}{LC_0} \cos \omega t \right] y = 0.$$

Mit der weiteren Substitution

$$\omega t = 2x, dt = \frac{2dx}{\omega}$$

erhält man schließlich die Mathieusche Gleichung

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \frac{d^2 y}{dx^2} + \left[ \frac{1}{\omega^2 L C_0} \left( 1 - \frac{R^2 C_0}{4L} \right) - \frac{p}{\omega^2 L C_0} \cos 2x \right] y &= 0, \\ \frac{1}{4} \frac{d^2 y}{dx^2} + \left( \alpha - q \cos 2x \right) y &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

wenn man

$$\alpha = \frac{1}{\omega^2 L C_0} \left( 1 - \frac{R^2 C_0}{4L} \right), \quad q = \frac{p}{4 \omega^2 L C_0} \quad (4a)$$

eingführt.

Die Lösungen von (4) sind die Mathieuschen Funktionen  $\varphi_m(x, q)$  des elliptischen Zylinders:

$$\begin{aligned} ce_0 x, ce_1 x, ce_2 x, \dots \\ se_1 x, se_2 x, \dots, \end{aligned}$$

die für  $q \rightarrow 0$  in die trigonometrischen übergehen, mit  $4\alpha = m^2$  ist nämlich

$$ce_m(x, 0) = \cos mx, se_m(x, 0) = \sin mx$$

Wie Abb. 1 zeigt, gibt es nicht zu jedem Wertepaar  $\alpha$  und  $q$  eine periodische Lösung, sondern für jede Mathieusche Funktion  $ce_m x$  und  $se_m x$  ist  $q$  eine bestimmte Funktion von  $\alpha$ . Die elliptischen Zylinderfunktionen lassen sich auch durch Fouriersche Reihen darstellen, und zwar ist

$$\left. \begin{aligned} ce_{2n}(x) &= \sum_{r=0}^{\infty} A_{2n, 2r} \cdot \cos 2rx, \\ se_{2n}(x) &= \sum_{r=1}^{\infty} B_{2n, 2r} \cdot \sin 2rx, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

wobei sich für  $r > 1$  die Koeffizienten  $A$  und  $B$  aus den Rekursionsformeln ergeben:

für  $ce_{2n}(x)$

$$-\alpha A_{2n, 0} + 2q A_{2n, 2} = 0,$$

$$4q A_{2n, 0} + (1 - \alpha) A_{2n, 2} + 2q A_{2n, 4} = 0,$$

$$2q A_{2n, 2r-2} + (r^2 - \alpha) A_{2n, 2r} + 2q A_{2n, 2r+2} = 0,$$

und für  $se_{2n}(x)$

$$(1 - \alpha) B_{2n, 2} + 2q B_{2n, 4} = 0,$$

$$2 q B_{2n, 2r-2} + (r^2 - a) B_{2n, 2r} + 2 q B_{2n, 2r+2} = 0.$$

Die Lösung von (2b) wäre schließlich

$$Q = e^{-\frac{R}{2L}t} \left[ k_1 \operatorname{ce}_{2n} \left( \frac{\omega t}{2} \right) + k_2 \operatorname{se}_{2n} \left( \frac{\omega t}{2} \right) \right]. \quad (6)$$

Es gibt nun aber einige wenige Funktionen  $\phi(t)$ , die eine Lösung von (1a) in geschlossener Form gestatten. Eine solche ist die Sägezahnfunktion gemäß Abb. 2

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} \left( 1 + f \frac{\omega t}{\pi} \right), \quad -\pi < \omega t < +\pi, \quad (7)$$

setzt man diese in (1a) ein, so ergibt sich mit

$$Q = e^{-\beta t} y(t), \quad \beta = \frac{R}{2L}, \quad k = f \left( 1 + \frac{\beta^2}{v^2} \right), \quad v = \sqrt{\frac{1}{LC_0} - \beta^2}$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + v^2 \left( 1 + k \frac{\omega t}{\pi} \right) y = 0. \quad (8)$$

Substituiert man hierin

$$1 + k \frac{\omega t}{\pi} = x, \quad dt = \frac{\sqrt{b}}{v} dx, \quad b = \left( \frac{\pi v}{k \omega} \right)^2,$$

so erhält man die Besselsche Differentialgleichung

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + b x y = 0 \quad (8a)$$

mit dem Integral

$$y = \sqrt{x} J_{\frac{1}{3}} \left( \frac{2}{3} \sqrt{b \cdot x^{\frac{3}{2}}} \right) = \sqrt{1 + k \frac{\omega t}{\pi}} \cdot J_{\frac{1}{3}} \left[ \frac{2 \pi v}{3 k \omega} \cdot \sqrt{\left( 1 + \frac{k \omega t}{\pi} \right)^3} \right] \quad (9)$$

Die Ladung  $Q$  ist für diesen Fall

$$Q = e^{-\beta t} \sqrt{1 + \frac{k \omega t}{\pi}} \left[ k_1 J_{\frac{1}{3}} \left( \frac{2 \pi v}{3 k \omega} \left( 1 + \frac{k \omega t}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \right) + \right. \\ \left. + k_2 N_{\frac{1}{3}} \left( \frac{2 \pi v}{3 k \omega} \left( 1 + \frac{k \omega t}{\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \right) \right] \quad (9a)$$

Für kleine Werte von  $k$  kann man dafür angenähert schreiben

$$Q = e^{-\left( \beta - \frac{k \omega}{2 \pi} \right) t} \left[ k_1 J_{\frac{1}{3}} \left( \frac{2 \pi v}{3 \omega} + v t \right) + k_2 N_{\frac{1}{3}} \left( \frac{2 \pi v}{3 \omega} + v t \right) \right]$$

da für  $k \ll 1$

$$\sqrt{1 + \frac{k \omega t}{\pi}} = 1 + \frac{k \omega t}{2 \pi} = e^{\frac{k \omega t}{2 \pi}}$$

gesetzt werden kann. Man erkennt aus der Beziehung für  $Q$ , daß sich u. U. als Lösung



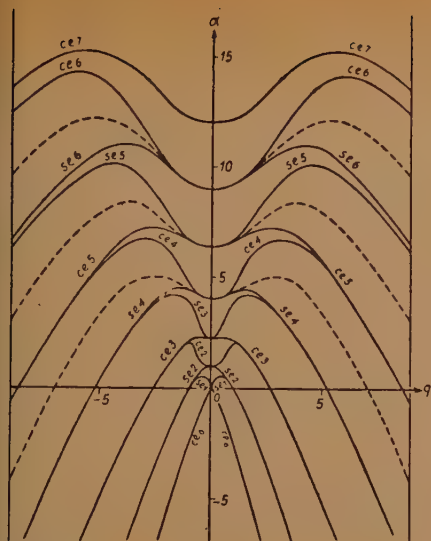


Abb. 1 Die Funktionen des elliptischen Zylinders für verschiedene Wertepaare  $\alpha$  und  $\zeta$

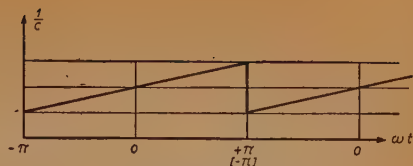


Abb. 2 Sägezahnfunktion

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} \left( 1 + f \frac{\omega t}{\pi} \right), \quad -\pi < \omega t < +\pi$$

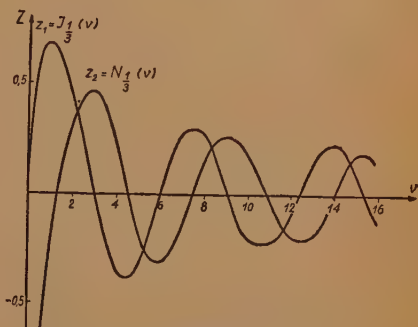


Abb. 3 Zylinderfunktionen 1. und 2. Art der Ordnung  $p = \frac{1}{3}$

eine ungedämpfte periodische Schwingung mit der Frequenz  $\nu$  ergeben kann, nämlich dann, wenn  $\beta = \frac{k \omega}{2\pi}$  wird. Die späteren Untersuchungen werden diese Vermutung bestätigen. In Abb. 3 sind die Zylinderfunktionen erster und zweiter Art von der Ordnung  $p = \frac{1}{3}$  dargestellt.

Nennt man zur Abkürzung für  $t = \pm \frac{\pi}{\omega}$

$$x_1 = \frac{2\pi\nu}{3k\omega} (1+k)^{3/2}, \quad x_2 = \frac{2\pi\nu}{3k\omega} (1-k)^{3/2},$$

so ist nach (9)

$$y \pm \frac{\pi}{\omega} = \left( \frac{3k\omega}{2\pi\nu} x_{1,2} \right)^{1/3} \cdot J_{\frac{1}{3}}(x_{1,2}). \quad (9b)$$

Die Differentialgleichung (8) hat das allgemeine Integral

$$y(t) = e^{\mu \omega t} \cdot F(\omega t), \quad F(-\omega t) = F(+\omega t), \quad (9c)$$

entsprechend ist

$$y\left(\frac{\pi}{\omega}\right) = e^{\mu \pi} \cdot F(\pi), \quad y\left(-\frac{\pi}{\omega}\right) = e^{-\mu \pi} \cdot F(\pi),$$

durch Division dieser beiden Beziehungen folgt

$$\frac{y\left(\frac{\pi}{\omega}\right)}{y\left(-\frac{\pi}{\omega}\right)} = e^{2\pi\mu}, \quad y\left(\frac{\pi}{\omega}\right) - e^{2\pi\mu} y\left(-\frac{\pi}{\omega}\right) = 0. \quad (9d)$$

Setzt man (9b) in (9d) ein, so ergibt sich

$$x_1^{\frac{1}{3}} \cdot J_{\frac{1}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} \cdot x_2^{\frac{1}{3}} \cdot J_{\frac{1}{3}}(x_2) = 0. \quad (9e)$$

Differenziert man (9) nach der Vorschrift

$$\frac{d}{dx} Z_m(x) = Z_{m-1}(x) - \frac{m}{x} Z_m(x), \quad \text{so folgt}$$

$$\frac{dy}{dt} = v \left( 1 + \frac{k\omega t}{\pi} \right) \cdot J_{-\frac{2}{3}} \left[ \frac{2\pi v}{3k\omega} \left( 1 + \frac{k\omega t}{\pi} \right)^{3/2} \right]$$

bzw. für die Grenzwerte

$$\left| \frac{dy}{dt} \right|_{\pm \frac{\pi}{m}} = v \left( \frac{3k\omega}{2\pi v} \cdot x_{1,2} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot J_{-\frac{2}{3}}(x_{1,2}). \quad (9f)$$

Da auch für die 1. Ableitung der (9d) entsprechende Zusammenhang besteht

$$y' \left( \frac{\pi}{\omega} \right) - e^{2\pi\mu} \cdot y' \left( -\frac{\pi}{\omega} \right) = 0,$$

ergibt sich aus (9f) und (9e) das Gleichungspaar

$$x_1^{\frac{1}{3}} J_{\frac{1}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{1}{3}} J_{\frac{1}{3}}(x_2) = 0,$$

$$x_1^{\frac{2}{3}} J_{-\frac{2}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{2}{3}} J_{-\frac{2}{3}}(x_2) = 0,$$

das zu den vollständigen Lösungen zu ergänzen ist:

$$k_1 \left[ x_1^{\frac{1}{3}} J_{\frac{1}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{1}{3}} J_{\frac{1}{3}}(x_2) \right] + k_2 \left[ x_1^{\frac{1}{3}} N_{\frac{1}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{1}{3}} N_{\frac{1}{3}}(x_2) \right] = 0,$$

$$k_1 \left[ x_1^{\frac{2}{3}} J_{-\frac{2}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{2}{3}} J_{-\frac{2}{3}}(x_2) \right] + k_2 \left[ x_1^{\frac{2}{3}} N_{-\frac{2}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{2}{3}} N_{-\frac{2}{3}}(x_2) \right] = 0.$$

Durch Elimination von  $k_1$  und  $k_2$  folgt

$$\frac{x_1^{\frac{1}{3}} N_{\frac{1}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{1}{3}} N_{\frac{1}{3}}(x_2)}{x_1^{\frac{1}{3}} J_{\frac{1}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{1}{3}} J_{\frac{1}{3}}(x_2)} = \frac{x_1^{\frac{2}{3}} N_{-\frac{2}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{2}{3}} N_{-\frac{2}{3}}(x_2)}{x_1^{\frac{2}{3}} J_{-\frac{2}{3}}(x_1) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{2}{3}} J_{-\frac{2}{3}}(x_2)}$$

da  $x_{1,2} = \frac{2\pi\nu}{3k\omega} (1 \pm k)^{1/2}$  wegen der Kleinheit von  $k$  sehr große Werte annimmt, gelten die asymptotischen Darstellungen

$$J_m(x) = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2}\pi x}} \cos\left(x - \frac{1+2m}{4}\pi\right)$$

$$N_m(x) = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2}\pi x}} \sin\left(x - \frac{1+2m}{4}\pi\right)$$

so daß sich die Bestimmungsgleichung für  $\mu$  ergibt

$$\frac{x_1^{-\frac{1}{6}} \sin\left(x_1 - \frac{5\pi}{12}\right) - e^{2\pi\mu} x_2^{-\frac{1}{6}} \sin\left(x_2 - \frac{5\pi}{12}\right)}{x_1^{-\frac{1}{6}} \cos\left(x_1 - \frac{5\pi}{12}\right) - e^{2\pi\mu} x_2^{-\frac{1}{6}} \cos\left(x_2 - \frac{5\pi}{12}\right)} = \frac{x_1^{\frac{1}{6}} \sin\left(x_1 + \frac{\pi}{12}\right) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{1}{6}} \sin\left(x_2 + \frac{\pi}{12}\right)}{x_1^{\frac{1}{6}} \cos\left(x_1 + \frac{\pi}{12}\right) - e^{2\pi\mu} x_2^{\frac{1}{6}} \cos\left(x_2 + \frac{\pi}{12}\right)}$$

$$e^{2\pi\mu} = \Delta x \pm j \sqrt{1 - (\Delta x)^2},$$

wobei zur Abkürzung

$$\Delta x = \frac{1}{2} \left( \sqrt[6]{\frac{x_1}{x_2}} + \sqrt[6]{\frac{x_2}{x_1}} \right) \cdot \cos(x_1 - x_2) = \mathcal{C}_0 \{ 2\pi\mu \} \quad (10)$$

gesetzt wurde. Für reelle Werte von  $x_1$  und  $x_2$  ist stets

$$Z = \frac{1}{2} \left( \sqrt[6]{\frac{x_1}{x_2}} + \sqrt[6]{\frac{x_2}{x_1}} \right) \geq 1,$$

wie folgende Überlegung zeigt: Nennt man  $\frac{x_1}{x_2} = v$ , so ist

$$Z = \frac{1}{2} \left( v^{\frac{1}{6}} + v^{-\frac{1}{6}} \right); \quad Z' = \frac{v^{\frac{1}{6}} - v^{-\frac{1}{6}}}{12v} = 0,$$



ergibt a)  $v = \infty$ , b)  $v^6 = v^{-\frac{1}{6}}$ ,  $v = \sqrt[3]{1}$  mit den 3 Wurzeln

$$v_1 = 1, v_2 = \frac{1}{2} \left( 1 + j \sqrt[3]{3} \right), v_3 = \frac{1}{2} \left( 1 - j \sqrt[3]{3} \right).$$

Der 2. Differentialquotient

$$Z'' = \frac{7 v^{-\frac{1}{6}} - 5 v^{\frac{1}{6}}}{7 \cdot 2 v^2}$$

ergibt für a)  $v = \infty$ ,  $Z'' < 0$ ,  $Z_{v=\infty}$  ist somit ein Maximum;

für b)  $v = 1$  ist  $Z'' = \frac{1}{36} > 0$ ,  $Z_{v=1}$  ist ein Minimum.

Für  $v = 1$  ist

$$\frac{1}{2} \left( \sqrt[6]{\frac{x_1}{x_2}} + \sqrt[6]{\frac{x_2}{x_1}} \right) = 1$$

der kleinste mögliche Wert (s. a. Abb. 4).

Aus (10) findet man nun

$$x_1 - x_2 = n \pi \pm \arcsin \left( \frac{2 \cos 2 \pi \mu}{\sqrt[6]{\frac{x_1}{x_2}} + \sqrt[6]{\frac{x_2}{x_1}}} \right),$$

nach Einsetzen der Werte für  $x_1$  und  $x_2$

$$v_{1,2} = \frac{3k}{(1+k)^{3/2} - (1-k)^{3/2}}$$

(11)

$$\left[ \frac{1}{2} n \omega \pm \frac{\omega}{2 \pi} \arcsin \left( \sqrt[4]{1-k^2} \cdot \frac{\sqrt{1+k} - \sqrt{1-k}}{k} \cos 2 \pi \mu \right) \right]$$

Die periodischen Lösungen erhält man für  $\mu_1 = 0$ ,  $\mu_2 = \frac{1}{2} j$ , denn dann ist  $\cos 2 \pi \mu = \pm 1$  eine mod  $\frac{2 \pi}{\omega}$  oder mod  $\frac{4 \pi}{\omega}$  periodische Lösung je nach dem Vorzeichen von  $\cos 2 \pi \mu$ .

Die beiden Grenzfrequenzen sind somit nach (11)

$$v_1 = \frac{3k}{(1+k)^{3/2} - (1-k)^{3/2}} \left[ \frac{1}{2} n \omega + \frac{\omega}{2 \pi} \arcsin \left( \sqrt[4]{1-k^2} \frac{\sqrt{1+k} - \sqrt{1-k}}{k} \right) \right],$$

$$v_2 = \frac{3k}{(1+k)^{3/2} - (1-k)^{3/2}} \left[ \frac{1}{2} n \omega - \frac{\omega}{2 \pi} \arcsin \left( \sqrt[4]{1-k^2} \frac{\sqrt{1+k} - \sqrt{1-k}}{k} \right) \right].$$

Zwischen diesen beiden Frequenzen liegt das labile Gebiet, in dem die natürliche Dämpfung des Systems verkleinert wird und Selbsterregung eintreten kann, die Breite des labilen Bereiches ist

$$v_1 - v_2 = \frac{3k}{\pi} \frac{\omega}{(1+k)^{3/2} - (1-k)^{3/2}} \arcsin \left( \sqrt[4]{1-k^2} \frac{\sqrt{1+k} - \sqrt{1-k}}{k} \right). \quad (12)$$

Für  $k \ll 1$  läßt sich (12) wesentlich vereinfachen, es ist mit genügender Annäherung

$$v_1 - v_2 = \frac{\omega}{\pi} \arccos \left( \sqrt{1 - k^2} \right). \quad (12a)$$

Nach (9c) war

$$y = e^{\mu \omega t} F(\omega t),$$

so daß sich für die Ladung  $Q$  ergibt

$$Q = e^{-\beta t} y = e^{(\mu \omega - \beta) t} \cdot F(\omega t) \quad (13)$$

Die Dämpfung wird zu Null, d. h. der Schwingkreis geht in den Zustand der Selbsterregung über, wenn

$$\mu \omega = \beta \quad (13a)$$

wird, denn dann geht (13) über in

$$Q = F(\omega t) \quad (13b)$$

wodurch eine fortdauernde periodische Schwingung dargestellt wird. In Abb. 1 sind die gestrichelt eingezeichneten Kurven, z. B. zwischen  $se_6$  und  $ce_6$ ,  $se_5$  und  $ce_5$  usw., die sog. Selbsterregungskurven, längs derer kann eine Selbsterregung sinusförmiger harmonischer Schwingungen eintreten,  $se_6$ ,  $ce_6$ ;  $se_5$ ,  $ce_5$  sind die Grenzkurven, jenseits dieser Begrenzungen (dem Gebiet stabiler Schwingungen) ist keine Selbsterregung möglich. Wie schon bei der Behandlung der Mathiesuschen Differentialgleichung gesagt wurde, sind periodische Lösungen nur möglich, wenn  $a$  und  $q$  in einem ganz bestimmten Verhältnis zueinander stehen, z. B. dann, wenn man für  $a = 12$  dem Parameter  $q$  den Wert  $\pm 5$  oder  $\pm 6$  gibt. Nach (4a) hängt  $a$  im wesentlichen vom Widerstand  $R$  ab, soll Selbsterregung eintreten, so ist also die Eigendämpfung derart zu begrenzen, daß  $a$  einen vorgeschriebenen Wert annimmt, der zusammen mit  $\pm q$  einen Punkt auf einer der gestrichelten Selbsterregungskurven in Abb. 1 bestimmt. Setzt man in (11) gemäß (13a)

$$\zeta_0 \mid 2\pi\mu = \zeta_0 \mid \frac{2\pi\beta}{\omega}$$

ein, so erhält man eine solche Bedingung für  $\beta = \frac{R}{2L}$ , nämlich

$$v_{1,2} = \frac{3k}{(1+k)^{\frac{3}{2}} - (1-k)^{\frac{3}{2}}} \left[ \frac{1}{2} n \omega \pm \pm \frac{\omega}{2\pi} \arccos \left( \frac{\sqrt{1+k} - \sqrt{1-k}}{k} \zeta_0 \mid \frac{2\pi\beta}{\omega} \right) \right]. \quad (13c)$$

Es ergeben sich nur dann reelle Werte für  $v$ , wenn das Argument der arccos-Funktion  $\leq 1$  ist, das führt zu der gesuchten Bedingung für den Widerstand  $R$

$$\left. \begin{aligned} R &\leq \frac{\omega L}{\pi} \operatorname{Ar} \zeta_0 \left( \frac{k}{\sqrt{1-k^2} (\sqrt{1+k} - \sqrt{1-k})} \right) \\ \text{oder} \\ R &\leq \frac{\omega L}{4\pi} \ln \left( \frac{1+k}{1-k} \right), \quad \beta \leq \frac{\omega}{8\pi} \ln \left( \frac{1+k}{1-k} \right). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Auch hier läßt sich für  $k \ll 1$  eine brauchbare Näherungslösung angeben, es ist

$$\ln \left( \frac{1+k}{1-k} \right) = 2 \left( k + \frac{k^3}{3} + \frac{k^5}{5} + \dots \right)$$

so daß statt (14) geschrieben werden kann

$$R \leq \frac{\omega L}{2\pi} \left( k + \frac{k^3}{3} \right); \quad R \leq \frac{k}{2\pi} \omega L. \quad (14a)$$

Setzt man diesen Grenzwert der Dämpfung in (13c) ein, so verschwindet der 2. Summand in der eckigen Klammer, die Breite  $\nu_1 - \nu_2$  des labilen Bereiches wird unendlich klein und die beiden möglichen Frequenzen  $\nu_1$  und  $\nu_2$  fallen zu einer einzigen zusammen, die damit durch eine der gestrichelt gezeichneten Kurven in Abb. 1 charakterisiert wird. Die Frequenz dieser ungedämpften harmonischen Schwingung ist

$$\nu = \frac{\frac{3}{2} n k \omega}{(1+k)^{3/2} - (1-k)^{3/2}} \approx n \frac{\omega}{2} \quad (15)$$

es können somit alle ganzzahligen Harmonischen ( $n = 1, 2, 3 \dots$ ) von  $\frac{\omega}{2}$  erregt werden, im allgemeinen wird aber der Grundton ( $n = 1$ ) bevorzugt werden, weil er einem Energieminimum entspricht.

Aus (14) folgt für den Maximalwert von  $R$

$$\frac{1+k}{1-k} = e^{\frac{4\pi R}{\omega L}}, \quad k = \frac{e^{\frac{4\pi R}{\omega L}} - 1}{e^{\frac{4\pi R}{\omega L}} + 1} \quad (16)$$

Da  $k \ll 1$  sein soll, muß auch  $\frac{4\pi R}{\omega L} \ll 1$  sein, angenähert ist daher

$$k = \frac{1}{1 + \frac{\omega L}{2\pi R}} \quad (16a)$$

Hat die Dämpfung den durch die Bedingung (14) zulässigen Höchstwert, so ist die endgültige Lösung des Problems durch den einfachen Ausdruck gegeben

$$Q = k_1 \sin \left( n \cdot \frac{\omega}{2} t + \psi \right) \quad (17)$$

ist  $\beta$  kleiner als dem Höchstwert entspricht, so tritt zwar auch Selbsterregung auf, die angefachten Schwingungen entarten aber im allgemeinen zu Kippschwingungen und verlaufen nicht mehr längs den in Abb. 1 gestrichelt eingezeichneten Linien, sondern außerhalb derselben in den durch die Kurven  $ce_a, se_a; ce_b, se_b$  usw. begrenzten Flächen. Statt die Kapazität periodisch zu ändern, kann man ebensogut die Induktivität oder den Widerstand zeitlichen Schwankungen unterwerfen, in den beiden letzteren Fällen ergeben sich qualitativ entsprechende Lösungen. Als mechanisches Gegenstück sei noch das mathematische Pendel erwähnt, dessen Drehpunkt nicht fest, sondern mit



der halben Schwingungsdauer der sich aus der Pendellänge ergebenden Eigenschwingung hin und her bewegt und dadurch zu selbständigen Schwingungen angeregt wird.

### Literatur:

- [1] M. J. O. Strutt, Lamésche, Mathieusche und verwandte Funktionen in Physik und Technik. Ergebn. Math. u. ihrer Grenzgebiete, J. Springer 1932.
- [2] G. Floquet, Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques. Ann. Ecole norm. 21, S. 47.
- [3] Courant-Hilbert, Methoden der mathem. Physik.
- [4] C. L. Kober, Die Selbsterregung von Schwingungen. Arch. Elektrotechn. 32 (1938), S. 581.
- [5] W. Taeger, Die Entdämpfung von Schwingungskreisen durch Eisendrosseln. Arch. Elektrotechn. 35 (1941), S. 193.

Dr.-Ing. W. MANSFELD

DK 621.396.615.14.072.8

# Oszillatorschaltungen als Frequenzmodulatoren

## Einleitung

Bei einer Untersuchung über die Frequenzinkonstanz von selbsterregten Sendern in Abhängigkeit von den Betriebsspannungen wurde festgestellt, daß der vorhandene Rückkopplungsphasenwinkel die Ursache der Frequenzänderung war. Hatte die rückgekoppelte Spannung gegenüber der Ausgangsspannung eine vom Winkel  $\pi$  abweichende Phasenverschiebung, so erregte sich nicht die Resonanzfrequenz des Schwingkreises, sondern eine von ihr unterschiedliche Frequenz. Dieser Effekt ist hinreichend bekannt und findet seinen rechnerischen Ausdruck in der Selbsterregungsgleichung von Barkhausen (s. Barkhausen „Elektronenröhren“, Bd. 3).

Während ein Sender, dessen Frequenz von den Betriebsspannungen unabhängig sein soll, einen konstanten Rückkopplungsphasenwinkel vom Betrag  $\pi$  erhalten muß, kann umgekehrt durch einen im Betrag steuerbaren Winkel die selbsterregte Frequenz variiert werden. Erfolgt die Frequenzvariation proportional zur steuernden Spannung, dann stellt die Schaltung einen Frequenzmodulator dar. Die Anwendung des Prinzips des gesteuerten Rückkopplungsphasenwinkels wird in der nachfolgenden Abhandlung an drei verschiedenen Schaltungen aufgezeigt, wobei im wesentlichen die Frequenz betrachtet wird, da diese für eine als Frequenzmodulator zu verwendende Schaltung von hauptsächlichster Bedeutung ist.

## Problemstellung

Als Frequenzmodulatoren werden Schaltungen bezeichnet, in denen mittels einer Modulationsspannung die Frequenz eines Oszillators proportional geändert wird. Die zu stellenden Forderungen sind:

1. Erzeugung eines bestimmten Frequenzhubes,
2. Linearer Verlauf der Frequenz in Abhängigkeit von der Modulationsspannung,
3. Möglichst geringe Amplitudenänderung in Abhängigkeit von der Modulationsspannung.

Die gebräuchlichsten Schaltungen arbeiten entweder nach dem Prinzip von Armstrong mit dem Umweg über die Phasenmodulation oder sind mit Impedanzröhren ausgestattet, die dem Oszillatorschwingkreis einen zusätzlichen Blindstrom zuführen. Im Gegensatz hierzu wird anschließend eine Methode betrachtet, bei der die Ursache der Frequenzänderung bereits in der Oszillatorschaltung selbst liegt. Nach Barkhausen ist die Bedingung für das Bestehen selbsterregter Schwingungen einer Röhrenschaltung durch die Beziehung gegeben:

$$(\Re - D) S_m \Re_a = 1, \quad (1)$$

wobei  $\Re = -\frac{u_g}{u_a}$  der Rückkopplungsfaktor,  $D$  der Durchgriff der Oszillatorröhre,  $S_m$  die mittlere Steilheit der  $i_a$ - $u_g$ -Kennlinie und  $\Re_a$  der Anodenkreiswiderstand (Parallelschwingkreis) ist.

Nach Abb. 1 werden die Komponenten eingeführt. Unter der zu machenden Annahme, daß die Röhrenkennwerte  $S$ ,  $D$ ,  $R_1$  reell sind, ergibt sich aus Gl. (1):

$$\frac{\Re'(y)}{\Re'(x)} = -\frac{\Re_a(y)}{\Re_a(x)}. \quad (2)$$

Besitzt also der Rückkopplungsfaktor  $\Re$  einen Phasenwinkel  $\varphi_k$ , dann muß sich eine Frequenz ergeben, bei welcher der Anodenkreiswiderstand  $\Re_a$  einen Phasenwinkel  $\varphi_a = -\varphi_k'$  aufweist. Der Phasenwinkel  $\varphi_a$  eines Parallelschwingkreises ist bei vorgegebener Kapazität und Induktivität eine Funktion der Frequenz und der Dämpfung

$$d = \frac{\omega_0 L_0}{R_0}, \quad (3)$$

wobei  $\omega_0$  die Resonanzfrequenz des Kreises und  $R_0$  der reelle Parallelwiderstand ist:

$$\operatorname{tg} \varphi_a = -\frac{1}{d} \left( \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega \omega_0} \right). \quad (4)$$

Um eine selbsterregte Röhrenschaltung als Frequenzmodulator benutzen zu können, ist es notwendig, den Phasenwinkel des Rückkopplungsfaktors in Abhängigkeit von der Modulationsspannung zu steuern.

## I. Teil. Einfache Oszillatorschaltung

### Physikalische Betrachtung

In der einfachen Oszillatorschaltung (Abb. 2) mit Amplitudenbegrenzung durch Gittergleichrichtung wird der Rückkopplungsfaktor  $\Re$  in Betrag und Phase von der Spannungsteilung im Gitterkreis bestimmt. Im Gitterkreis sind die Schaltungselemente  $C_K$ ,  $R_G$  und die Streuinduktivität  $L_s$  (bzw. die Zusatzinduktivität  $L_K$ ) sowie die Röhreneingangskapazität  $C_e$  wirksam. Ferner tritt bei fließendem Gitterstrom ein zusätzlicher reeller Wechselstromwiderstand  $R_e$  (Röhreneingangswiderstand) auf, der eine Funktion der  $i_g$ - $u_g$ -Kennlinie, des Widerstandes  $R_G$ , der Gitterwechselspannung  $u_{g1}$  und der Gittervorspannung  $U_{g1}$  ist.  $R_e$  ändert sich proportional zu der Gittervorspannung  $U_{g1}$ , wenn die Spannungen an den übrigen Elektroden der Röhre und die Wechselspannung  $u_{g1}$  konstant bleiben. Wird eine niederfrequente Modulationsspannung der Röhre als Gittervorspannung zugeführt, dann erfährt  $R_e$  proportionale

Änderungen, so daß sich auch der Rückkopplungsfaktor  $\mathfrak{R}$  in Betrag und Phase ändern muß. Die Phasenänderung von  $\mathfrak{R}$  führt nach Gl. (1) bzw. (2) zu einer Frequenzänderung der selbsterregten Schwingung. Die Betragsänderungen von  $\mathfrak{R}$  können nur einen mittelbaren Einfluß auf die Frequenz ausüben, wenn damit eine zusätzliche Veränderung von  $R_e$  verbunden ist. Die Größe der Frequenzänderung ist außer von den Phasenwinkeländerungen von  $\mathfrak{R}$  noch von der Dämpfung des Schwingkreises abhängig. In dem Widerstand  $R_o$  des Parallelschwingkreises sind ersatzbildmäßig sämtliche Dämpf-

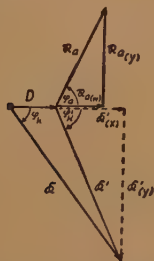


Abb. 1 Aus Selbsterregungsgleichung abgeleitetes Vektordiagramm

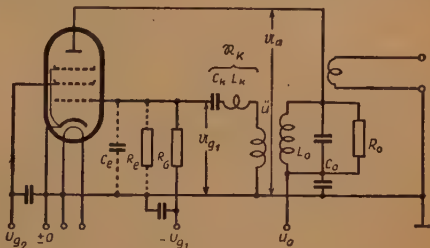


Abb. 2 Einfache Oszillatorschaltung

fungs- und Verlustwiderstände einschließlich Innenwiderstand  $R_i$  der Röhre zusammengefaßt. Der Einfluß des Durchgriffs  $D$  der Röhre bewirkt gemäß Gl. (1) eine Verringerung der reellen Komponente des Rückkopplungsfaktors und damit eine Vergrößerung des wirksamen Rückkopplungsphasenwinkels. Die Rückwirkungen des Gitterkreises auf den Anodenkreis können hier vernachlässigt werden, denn durch Benutzung von Röhren mit großer Steilheit  $S$  bleibt der Rückkopplungsfaktor im Betrag klein und es besteht ein derartiges Übersetzungsverhältnis  $\ddot{u}$  zwischen Gitter- und Anodenkreis, daß die übersetzten Widerstände des Gitterkreises keinen merklichen Einfluß auf den Schwingkreis ausüben.

### Rechnerische Betrachtung

Für Frequenzen bis  $10^5$  Hz kann die Eingangskapazität  $C_e$  und der bei höheren Frequenzen infolge der Laufzeiteffekte auftretende Widerstand der Gitterkatodenstrecke vernachlässigt werden. Der reelle Wechselstromwiderstand des Gitterkreises besteht aus der Parallelschaltung des Gitterableitwiderstandes  $R_G$  mit dem Röhreneingangswiderstand  $R_e$  und soll mit  $R_g$  bezeichnet werden:

$$R_g = \frac{R_G R_e}{R_G + R_e} \quad (5)$$

$R_e$  ist die unabhängig veränderliche Größe der Schaltung. Nach Abb. 2 ergibt sich für den Rückkopplungsfaktor:

$$\mathfrak{R} = - \frac{u_g}{u_a} = - \frac{M}{L_o} \frac{R_g}{R_g + \frac{1}{j\omega C_K} + j\omega L_s},$$

wobei  $M$  die Kopplungs- und  $L_s$  die Streuinduktivität darstellt. Der Anodenkreiswiderstand ist



$$\Re_a = \frac{1}{\frac{1}{R_0} + j \left( \omega C_0 - \frac{1}{\omega L_0} \right)} \quad (6)$$

und die Resonanzfrequenz des Schwingkreises

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{C_0 L_0}} \quad (7)$$

Unter Verwendung der relativen Frequenz

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_0} \quad (8)$$

entsteht nach Gl. (2) der Ausdruck

$$\Omega = \sqrt{\frac{1 + \frac{1}{R_g} \frac{d}{\omega_0 C_K}}{1 + \frac{1}{R_g} d \omega_0 L_s}} \quad (9)$$

Es wird  $\Omega = 1$ , d. h. es erregt sich die Resonanzfrequenz  $\omega_c$ , wenn:

$$d = 0$$

$$\text{oder } \frac{1}{\omega_0 C_K} = \omega_0 L_s$$

$$\text{oder } \frac{1}{\omega_0 C_K} \ll R_g \text{ und } \omega_0 L_s \ll R_g.$$

Für  $\omega_0 L_s \ll \frac{1}{\omega_0 C_K}$  wird Gl. (9)

$$\Omega = \sqrt{1 + \frac{1}{R_g} \frac{d}{\omega_0 C_K}} \quad (10)$$

Die Frequenzänderungen in Abhängigkeit von  $R_g$  werden somit um so größer, je größer  $d/\omega_0 C_K$  gegenüber  $1/R_g$  ist.  $C_K$  muß also im Gegensatz zu der normalen Schaltungsdimensionierung von Oszillatoren erheblich kleiner gemacht werden. Soll die Frequenz mit abnehmendem Widerstand  $R_g$  kleiner werden, dann ist der induktive Widerstand des Gitterkreises größer als der kapazitative zu machen, was durch Einfügen einer zusätzlichen Induktivität  $L_K$  in Reihe mit der Kopplungskapazität  $C_K$  erreicht werden kann.  $C_K$  darf wegen der notwendigen Gittergleichrichtung nicht wegfallen.

Für  $\frac{1}{\omega_0 C_K} \ll \omega_0 (L_K + L_s)$  wird Gl. (9)

$$\Omega = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{1}{R_g} d \omega_0 (L_K + L_s)}} \quad (11)$$

Je größer  $d$   $\omega_0 (L_K + L_S)$  gegenüber  $1/R_g$  gemacht wird, desto stärker sind die Frequenzänderungen in Abhängigkeit von  $R_g$ . Bei Verwendung einer Triode als Oszillatorröhre kann der Durchgriff  $D$  nicht mehr vernachlässigt werden. Die Einführung von  $D$  in die Frequenzgleichung würde zu einer Gleichung 6. Grades führen. Es ist daher einfacher, den Rückkopplungsphasenwinkel in die Gl. (10) bzw. (11) einzuführen und den durch den Einfluß von  $D$  wirksamen Winkel  $\varphi_K'$  (gemäß Abb. 1) einzusetzen; z. B. hat dann Gl. (10) die Form

$$\Omega = \sqrt{1 + d \operatorname{tg} \varphi_K}. \quad (12)$$

Der Wert von

$$\varphi_K' = \operatorname{arctg} \frac{\sin \varphi_K}{\cos \varphi_K - \frac{D}{|\mathfrak{R}|}} \quad (13)$$

kann in Gl. (12) an Stelle  $\varphi_K$  gesetzt werden.

### Experimentelle Betrachtung

Der reelle Gitterkreiswiderstand  $R_g$  und damit der Röhreneingangswiderstand  $R_e$  von einer EF 14 wurde als Dämpfungswiderstand an einem Parallelschwingkreis ermittelt. Zur Verringerung der Meßungenauigkeit erfolgte die Messung nach zwei verschiedenen Methoden: erstens nach der 45°-Verstimmungsmethode und zweitens mit Hilfe einer Spannungsteilerschaltung, wobei die abgelesenen Spannungen den Teilerwiderständen

proportional waren. Die gemessenen Werte von  $R_g$  und die aus ihm berechneten von  $R_e$  in Abhängigkeit der Gittervorspannung  $U_{g1}$  zeigt die Abb. 3. Die Anoden- und Schirmgitterspannung betrug  $U_a = U_{g2} = +140$  V, die Gitterwechselspannung  $U_{g1}$  wurde während einer Meßreihe konstant gehalten. Wird die Schirmgitterspannung bei der als Pentode geschalteten Röhre bzw. bei der Triode die Anodenspannung zu Null, dann gleicht die Gitterkatodenstrecke der Röhre einer normalen Diode und  $R_e$  entspricht dem sog. Diodendämpfungswiderstand. Bei Erhöhung der Schirmgitter- bzw. Anodenspannung nimmt der Betrag von  $R_e$  um so mehr zu, je kleiner  $R_g$  und je kleiner die Gitterwechselspannung ist. Die für die Frequenzmessungen an einem modulierten Oszillator verwendete Versuchsschaltung gleicht der von Abb. 2. Für alle Messungen wurde als Oszillatorröhre die EF 14 benutzt. Die Anoden- und Schirmgitter-

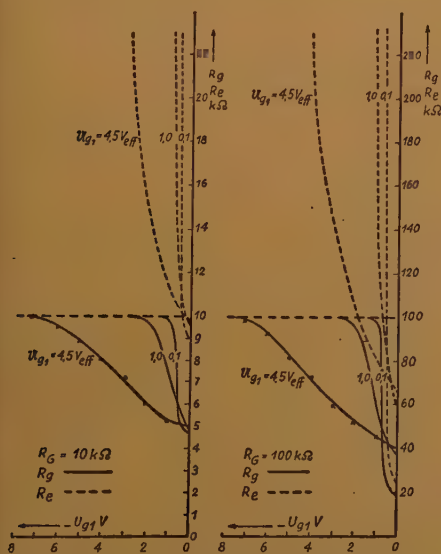


Abb. 3 Reeller Wechselstromwiderstand des Gitterkreises  $R_g$  und Röhreneingangswiderstand  $R_e$  als Funktion der Gittervorspannung (Röhre EF 14)

spannung betrug  $U_a = U_{g2} = +140$  V. Der Schwingkreis hatte eine Kapazität von  $C_0 = 2000$  pF, eine Induktivität von  $L_0 = 1,27$  mH und eine Resonanzfrequenz  $\omega_0 = 2\pi \cdot 10^5$ . Die Schwingkreisdämpfung betrug stets  $d = 0,25$ . Dieser Wert ergab sich bei der Triodenschaltung durch den Innenwiderstand der Röhre, bei der Pentodenschaltung wurde er durch zusätzliche Bedämpfung erreicht. Durch Anwendung einer manuell geregelten Gleichspannung  $-U_{g1}$  zur Modulation war es möglich, die sich erregende Frequenz  $\omega$  in Abhängigkeit der Modulationsspannung punktweise zu messen. Eine Wechselspannungsmodulation würde einen Demodulator erforderlich gemacht haben, der zusätzliche Nonlinearitäten gebracht und die Auswertung der Ergebnisse erschwert hätte.

#### Meßreihe a (Abb. 4)

Der Gitterkreis besaß die Dimensionierung:  $C_K = 100$  pF,  $L_K = 0$  ( $L_s$  zu vernachlässigen),  $R_G = 100$  k $\Omega$ . Bei gleichem Dämpfungswert  $d = 0,25$  ist die Frequenz mit der als Pentode bzw. als Triode geschalteten Röhre gemessen und als relative Frequenz  $\Omega$  in Abb. 4 (untere Kurven) dargestellt worden. Die Größe des hierbei wirkenden reellen Wechselstromwiderstandes  $R_g$  ist gesondert bei einer Gitterwechselspannung von  $U_{g1} = 3$  V<sub>eff</sub> gemessen und gleichfalls in der Abbildung (obere Kurve) dargestellt.

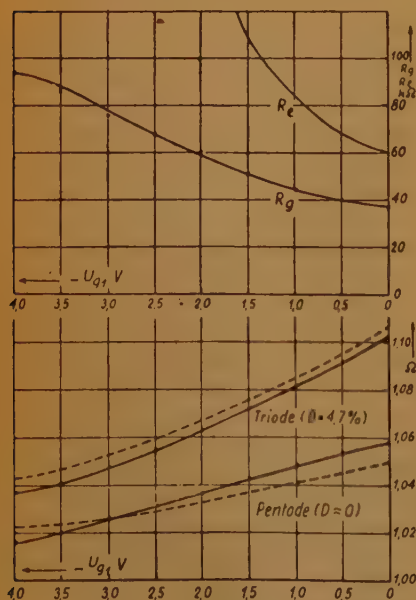


Abb. 4 Selbsterregte relative Frequenz  $\Omega$  als Funktion der Steuergittervorspannung  $U_{g1}$  (unten, ausgezogene Kurven) für EF 14 als Triode und als Pentode. Der mit gemessenem Widerstand  $R_g$  (obere Kurve) errechnete Frequenzverlauf ist gestrichelt dargestellt

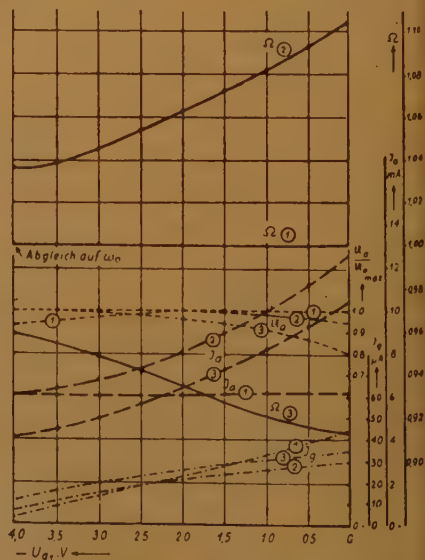


Abb. 5 Selbsterregte relative Frequenz  $\Omega$ , Anodenstrom  $I_a$ , Gittergleichstrom  $I_g$  und relative Anodenwechselspannung als Funktion der Steuergittervorspannung  $U_{g1}$  bei verschiedener Dimensionierung des Gitterkreises des Oszillators mit EF 14



wiedergegeben. Die mit diesen  $R_g$ -Werten nach den Gl. (9) bis (13) errechneten Frequenzkurven (gestrichelt) besitzen einen größenordnungsmäßig gleichen Verlauf wie die gemessenen. Der Rückkopplungsphasenwinkel änderte sich von  $9,5$  auf  $22,7^\circ$  und bei der Triodenschaltung mit  $D = 4,7\%$  entsprechend  $\varphi_K'$  von  $17,5$  auf  $42^\circ$ , wobei der Betrag des Rückkopplungsfaktors zwischen  $0,092$  und  $0,099$  lag.

### Meßreihe b (Abb. 5)

Die Oszillatorröhre war als Triode geschaltet und der Dämpfungswert betrug gleichfalls  $d = 0,25$ . Der wirksame Widerstand  $R_g$  hat bei gleichbleibendem  $R_G = 100\text{ k}\Omega$  angenähert denselben Verlauf wie in Meßreihe a. Es wurden drei Messungen mit unterschiedlicher Gitterkreisdimensionierung durchgeführt, deren Ergebnisse in der Abb. 5 verzeichnet sind. Die Kurven (1) gelten für  $C_K = 5000\text{ pF}$ ,  $L_K = 0$  ( $L_s$  zu vernachlässigen). Der Rückkopplungsphasenwinkel  $\varphi_K$  ist hierbei sehr gering und es stellen sich nur Frequenzänderungen von  $0,1\%$  ein. Bei  $C_K = 100\text{ pF}$  und  $L_K = 0$  (Kurven (2)) liegt die sich erregende Frequenz oberhalb der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  des Schwingkreises und steigt mit abnehmender negativer Gittervorspannung  $U_{g1}$ . Bei  $C_K = 100\text{ pF}$  und  $L_K = 51\text{ mH}$  (Kurven(3)) stellt sich eine kleinere Frequenz ein und sinkt mit  $U_{g1}$  weiter ab. Die Frequenzkurve (2) ist die gleiche wie in Meßreihe a. In der Abbildung sind noch die Kurven des Anoden- und Gittergleichstromes sowie die der relativen Anodenwechselspannung wiedergegeben. Bei einsetzender Frequenzänderung ändert sich auch der Betrag des Anodenkreiswiderstandes  $R_a$ . Zur Erfüllung der Selbsterregungsgleichung muß der Ausgleich der Betragsänderung von  $R_a$  durch eine entsprechende Vergrößerung der mittleren Steilheit  $S_m$  erfolgen, was sich am Anodengleichstromverlauf zeigt. Die Anodenwechselspannung ändert sich um weniger als  $10\%$ . Bei fast phasenreiner Rückkopplung (Kurve (1)) ist keine Änderung des Anodengleichstromes zu beobachten, weil hier  $R_a$  konstant bleibt. Die Unterschiede

im Verlauf der Kurven (2) und (3) beruhen auf den unterschiedlichen Zeitkonstanten in den betreffenden Gitterkreisen.

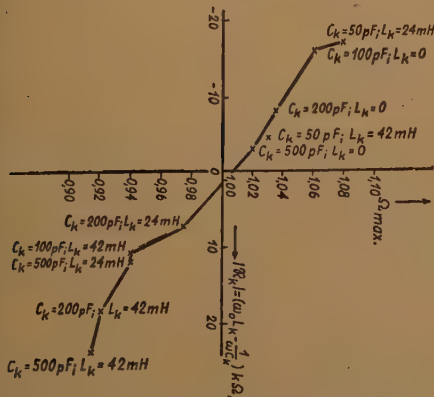


Abb. 6 Maximale Frequenzänderung bei gleichbleibender Variation der Steuergittervorspannung  $U_{g1}$  in Abhängigkeit des imaginären Gitterkreiswiderstandes  $R_K$

### Meßreihe c (Abb. 6)

Mit gleicher Schaltung wie in den vorhergegangenen Meßreihen wurden die Dimensionierung des Gitterkreises durch Veränderung von  $C_K$  und  $L_K$  variiert und bei gleichem Modulationsspannungshub  $\Delta U_{g1} = -4\text{ V}$  die sich ergebenden Frequenzhübe ermittelt und in Abb. 6 dargestellt. Wie sich zeigt, ist der erzielbare Frequenzhub angenähert proportional zu dem imaginären Widerstand des Gitterkreises, was mit den aufgestellten Gleichungen in Übereinstimmung steht.

In einer Einröhrenoszillatorschaltung kann die sich erregende Frequenz proportional der als Steuergittervorspannung zugeführten Modulationsspannung variiert werden. Die Frequenz ist eine Funktion des Phasenwinkels des Rückkopplungsfaktors. Der Phasenwinkel wird wesentlich bestimmt durch die variable Größe des reellen Röhreneingangswiderstandes. Die für die Berechnung notwendigen Frequenzgleichungen wurden aufgestellt. Bei der Messung ergaben sich Frequenzhübe von mehr als 6%, die Linearität ist in einem größeren Bereich vorhanden. Die gemessenen Frequenzwerte stimmen größenordnungsmäßig mit den errechneten überein. Die exakte Bestimmung von Frequenz und Frequenzhub setzt die Kenntnis des Röhreneingangswiderstandes voraus. Die Schaltung ist als Frequenzmodulator brauchbar und infolge des geringen Aufwandes für Meßwertübertragungen usw. geeignet. Nachteilig ist die Abhängigkeit der sich erregenden Frequenz von den Betriebsspannungen und den Röhrenkennwerten.

Dipl.-Ing. A. LENNARTZ

DK 621.92:535.24:621.3.015.2

# Der Einfluß von Intensitäts- und Spannungsschwankungen auf die Genauigkeit der Lichtfarbmessung

## A. Fotozellenschaltung

### I. Das Verfahren

In einem früheren Bericht \*) wurde ein Verfahren beschrieben, mit dem man mittels objektiver Meßmethode die Lichtfarbe einer Lichtquelle mit kontinuierlichem Spektrum ermitteln kann. Zum besseren Verständnis des Nachfolgenden sei noch einmal kurz auf das Prinzip eingegangen. Wie aus Abb. 1 ersichtlich ist, werden eine rotempfindliche und eine blauempfindliche Fotozelle zusammen mit zwei Widerständen, von denen der eine zweckmäßig regelbar gemacht wird, in einer Brückenschaltung so kombiniert, daß eine gewünschte Lichtfarbe (am Widerstand  $R_2$  eingestellt) im Brückeninstrument den Strom Null hervorruft. Das Instrument, dessen Nullpunkt in der Mitte liegt, schlägt dann nach links oder rechts aus, je nachdem die Lichtfarbe sich nach dem roten oder blauen Teil des Lichtspektrums gegenüber der vorher eingestellten Lichtfarbe verändert.

Wenn man voraussetzt, daß die Lichtselektivität der beiden Fotozellen eindeutig ist, ergeben sich für die Meßmethode zwei grundsätzliche Fehlerquellen:

1. Die Verschiedenheit der Spannungscharakteristik,
2. Die Verschiedenheit der Intensitätscharakteristik der Fotozellen.

Am einfachsten ginge man diesen Problemen aus dem Wege, wenn man zwei Fotozellen verwendet, deren Spannungs- und Intensitätscharakteristik identisch sind. Doch es ist leicht einzusehen, daß diese Bedingungen insbesondere für die vorkommenden Intensitätsschwankungen, die größenordnungsmäßig etwa bei  $1:10^3$  liegen, kaum zu erfüllen sind.

\*) FOTO-KINO-TECHNIK Bd. 3 (1949), H. 5.

## II. Der Einfluß der Spannungsschwankungen

Wir wollen zunächst auf die Verschiedenheit der Spannungscharakteristik näher eingehen.

Dem prinzipiellen Verlauf der Spannungscharakteristik einer Vakuumzelle sowie einer edelgasgefüllten Alkalizelle zeigt Abb. 2. Man erkennt, daß die Gaszelle eine starke Spannungsabhängigkeit aufweist, während die Vakuumzelle von einer bestimmten Spannung ab nach höheren Werten nur noch eine geringe Spannungsabhängigkeit zeigt (die doch keinesfalls Null ist, wie vielfach angenommen wird). Diese Tatsache würde für eine Verwendung der Vakuumzelle sprechen. Jedoch erkennt man anderseits, daß die Empfindlichkeit von gasgefüllten Zellen bei Spannungen über 100 Volt annähernd

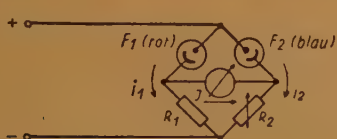


Abb. 1 Schaltung der Farb-Temperatur-Meßbrücke mit Fotozellen

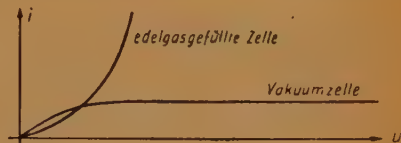


Abb. 2 Prinzipieller Verlauf des Fotostromes als Funktion der Spannung für Vakuum- u. Edelgasalkalizellen

um eine Zehnerpotenz höher liegt. Für kleine handliche Geräte kommen also nur Gaszellen in Frage, zudem man mit der Empfindlichkeit des Anzeigegerätes einen bestimmten Wert nicht überschreiten darf, da dann dieses selbst zu groß und anfällig gegen etwaigen Stoß oder mechanische Erschütterungen wird.

Mit guter Näherung kann man die Spannungscharakteristik der Fotozelle mathematisch als Potenzfunktion darstellen.

Es ist: 
$$i = k \cdot u^a \quad (1)$$

Hierin ist  $u$  die Spannung an der Fotozelle,  $a$  eine Konstante und  $i$  der Fotozellenstrom.

Die Spannung  $u$  der Fotozelle ergibt sich aus der Differenz der angelegten Gesamtspannung  $u_0$  und dem Spannungsabfall am Widerstand  $R$ :

$$u = u_0 - i R \quad (2)$$

Wenn wir die Brückenschaltung betrachten, dann ergibt sich:

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= K_1 \cdot u_1^{\alpha_1} \\ i_2 &= K_2 \cdot u_2^{\alpha_2} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Wir wollen nun den Einfluß einer Spannungsänderung um den konstanten Faktor  $a$  auf den Strom  $i_1$  bzw.  $i_2$  untersuchen.

Es wird nun:

$$\left. \begin{aligned} i_1' &= K_1 \cdot u_1'^{\alpha_1} \\ i_2' &= K_2 \cdot u_2'^{\alpha_2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

und

hierin ist

$$\left. \begin{aligned} u_1' &= a \cdot u_1 \\ u_2' &= a \cdot u_2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Dies in (4) eingesetzt ergibt:

$$\left. \begin{aligned} i_1' &= K_1 (a \cdot u_1)^{\alpha_1} \\ i_2' &= K_2 (a \cdot u_2)^{\alpha_2} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

und

Da für Brückenabgleich ( $\bar{J} = 0$ ) gilt:

$$i_1 \cdot R_1 = i_2 \cdot R_2 \quad (7)$$

und damit für eine konstante Lichtfarbe:

$$i_1/i_2 = R_2/R_1 = \text{konst.} \quad (8)$$

werden muß, muß auch bei einer Spannungsänderung von  $u$  auf  $u'$  bzw.  $a \cdot u$ , das Verhältnis der den beiden neuen Spannungen entsprechenden Ströme

$$\frac{i_1'}{i_2'} = \text{konst.} \quad (9)$$

wenn man wiederum voraussetzt, daß die Brücke abgeglichen, also  $J = 0$ , sein soll. Aus (6) ergibt sich dann:

$$\frac{i_1'}{i_2'} = \text{konst.} = \frac{K_1 (a \cdot u_1)^{\alpha_1}}{K_2 (a \cdot u_2)^{\alpha_2}} \quad (10)$$

Da hierin  $K_1$  und  $K_2$  Konstanten sind, ergibt sich die Bedingung:

$$\frac{(a \cdot u_1)^{\alpha_1}}{(a \cdot u_2)^{\alpha_2}} = \text{konst.} \quad (11)$$

Die Lösung ergibt:

$$a_1 = a_2 = a \quad (12)$$

Dann wird nämlich:

$$\frac{(a \cdot u_1)^{\alpha}}{(a \cdot u_2)^{\alpha}} = \left( \frac{u_1}{u_2} \right)^{\alpha} \quad (13)$$

Diese Beziehung ist unabhängig von  $a$  und damit von Spannungsänderungen, die auf beide Zellen mit dem gleichen Faktor eingehen. Der Exponent der Kennlinien beider Fotozellen muß also übereinstimmen, damit eine auf beide Fotozellen gleiche Änderung der Fotozellenspannung keinen Einfluß auf den Abgleich der Brückenschaltung hat. Insgesamt gibt es drei verschiedene Ursachen, die zu einer Änderung der Fotozellenspannung  $u_1$  bzw.  $u_2$  führen können:

### 1. Eine Änderung der Spannung $u_0$ .

Diese läßt sich leicht vermeiden durch eine Spannungsstabilisation, etwa durch einen Eisenwasserstoffwiderstand oder Glimmstreckenstabilisator oder beide kombiniert.

### 2. Durch Veränderung der Lichtintensität, wodurch ein größerer oder kleinerer Strom $i_1$ bzw. $i_2$ verursacht wird und dementsprechend die Fotozellenspannungen $u_1$ und $u_2$ größer oder kleiner werden.

Zur Verminderung dieses Einflusses ist es zweckmäßig, die Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  klein gegenüber dem äquivalenten Fotozellenwiderstand  $F_1$  bzw.  $F_2$  zu machen.

Da die Brückenanpassungsbedingung für optimale Empfindlichkeit die Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  größenordnungsmäßig gleich  $10^4$  erfordert, scheint zunächst dieser Einfluß gering, da die äquivalenten Fotozellenwiderstände größenordnungsmäßig etwa 2 Zehnerpotenzen höher liegen. Dies ist auch der Fall, wenn die Intensitäts-



charakteristik der beiden Zellen linear ist oder gleichen Exponenten hat, wie wir später sehen werden.

3. Eine Veränderung des Brückengleichgewichtes durch die Lichtfarbe oder Intensität, bei der der Strom  $J$  durch Abgleich von  $R_2$  nicht auf Null gebracht wird. Dieser Fall würde z. B. einsetzen, wenn man fälschlicherweise den Ausschlag des Instrumentes als Maß für die Lichtfarbe eichen wollte. Trotz gleicher Lichtintensität sind die Spannungen  $u_1$  und  $u_2$  der Fotozellen verschieden, es ergibt sich ein Anzeige-fehler. Eine Eichung nach Lichtfarbe oder Temperatur kann infolgedessen nur bei jeweiligem Abgleich der Brücke vorgenommen werden. Als Lichtfarben- bzw. Temperatur-Skala dient dabei die Potentiometerstellung  $R_2$  bei abgeglichener Brücke.

Die Verwendung einer Vakuumzelle würde bezüglich der Spannungsabhängigkeit wesentliche Vorteile bieten, da von einer gewissen Spannung ab ein Sättigungseffekt eintritt, wodurch die Spannungsabhängigkeit einen sehr kleinen Wert annimmt. Jedoch kann die Vakuumzelle aus den oben erwähnten Gründen für Spezialzwecke angewendet werden, bei denen Anzeige-galvanometer von sehr großer Empfindlichkeit benutzbar sind.

### III. Der Einfluß von Lichtintensitätsänderungen

Analog der Stromspannungsfunktion der Fotozelle kann man die Abhängigkeit des Fotozellenstromes von der Lichtintensität mathematisch als Potenzfunktion darstellen. Es ist:

$$i = K \cdot \phi^\alpha \quad (14)$$

Hierin ist  $\phi$  die Lichtintensität an der Fotozelle,  $K$  eine Konstante und  $i$  der Fotozellenstrom.

Für die Brückenschaltung ergibt sich:

$$\left. \begin{aligned} i_1 &= K_1 \cdot \phi^{\alpha_1} \\ i_2 &= K_2 \cdot \phi^{\alpha_2} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

und unter der Voraussetzung gleicher Lichtintensität an beiden Zellen. Ändert sich die Lichtintensität um den Faktor  $a$ , dann wird

$$\left. \begin{aligned} i_1' &= K_1 (a \phi_1)^{\alpha_1} \\ i_2' &= K_2 (a \phi_2)^{\alpha_2} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Für Brückenal gleich ergibt sich wieder die Bedingung

$$\frac{i_1'}{i_2'} \stackrel{!}{=} \text{konst.} = \frac{K_1 (a \cdot \phi_1)^{\alpha_1}}{K_2 (a \cdot \phi_2)^{\alpha_2}} \quad (17)$$

und da

$$\frac{K_1}{K_2} = \text{konst.} : \frac{(a \phi_1)^{\alpha_1}}{(a \phi_2)^{\alpha_2}} \stackrel{!}{=} \text{konst.} \quad (18)$$

Hieraus ergibt sich die Forderung:

$$\alpha_1 \stackrel{!}{=} \alpha_2 \stackrel{!}{=} \alpha \quad (19)$$

Diese Forderung ist in der Praxis über den Bereich  $1:10^3$  praktisch nicht zu erfüllen. Da die Kennlinien der Fotozellen mit wachsendem Belastungswiderstand geradliniger werden, könnte man durch entsprechende Vergrößerung der Brückenwiderstände eine fast völlige Intensitätsunabhängigkeit erzielen, jedoch würde bei der hier behandelten Brückenmethode die Anzeigeempfindlichkeit so gering werden, daß diese Methode praktisch keine Bedeutung hat. Sie kommt dort in Frage, wo man Verstärkerröhren als Entkopplungsglieder verwenden kann, was eine erhebliche Aufwandsvergrößerung erfordert.

Als beste Näherung muß man zwei Fotozellen auswählen, deren Exponenten in dem gewünschten Intensitätsbereich annähernd gleich sind. Für Punkte außerhalb dieses Bereichs muß dann eine entsprechende Nacheichung des Gerätes erfolgen. Jedoch läßt sich meist durch Variation des Abstandes von der Lichtquelle der Arbeitspunkt so wählen, daß man im optimalen Bereich arbeitet.

#### IV. Die Rückwirkung von Intensitätsänderungen auf die Spannungsabhängigkeit

Ergibt sich durch eine Intensitätsänderung infolge ungleicher Exponenten der Fotozellencharakteristik im Arbeitsbereich ein Anzeigefehler, der eine Störung des Brückengleichgewichtes verursacht, dann gilt die Bedingung (7) nicht mehr. Infolgedessen liegen an beiden Fotozellen verschiedene Spannungen, wodurch selbst bei genau gleicher Spannungscharakteristik, ausgenommen die Konstante, d. h. für den Fall, daß der Fotozellenstrom völlig unabhängig von der angelegten Spannung ist, was mit einiger Näherung bei der Vakuumzelle eintreten kann, eine starke Vergrößerung des Fehlers erfolgt, da dieser selbst wieder die Ursache zu einer weiteren Spannungsdifferenz zwischen beiden Zellen ist. Auch hierfür ist wieder die gesättigte Vakuumzelle die beste Lösung, soweit sie mit ihren vorerwähnten Nachteilen für die Anwendung in Frage kommt.

### B. Fotoelementeschaltungen

#### I. Das Verfahren

Analog der Schaltung mit Fotozellen kann man zur Messung der Farbtemperatur auch Fotoelemente verwenden. Abb. 3 zeigt eine solche Anordnung. Das rotempfindliche Fotoelement liefert einen Strom durch das Instrument J. Die Richtung des Stromes, den das blauempfindliche Fotoelement liefert, ist der Richtung des ersteren entgegengesetzt, wobei nur ein Teil des Stromes durch das Instrument geschickt wird. Durch Verändern des Potentiometers R wird das Gleichgewicht beider Ströme abgeglichen. Die Stellung von R ist ein Maß für die Farbtemperatur der Lichtquelle.

#### II. Der Einfluß von Lichtintensitätsänderungen

Die Kennlinie des Fotoelementes  $J = f(\phi)$  ist eine Funktion seines Belastungswiderstandes. Abb. 4 zeigt diese verschiedenen Werte des Belastungswiderstandes. Je kleiner er ist, desto geradliniger wird die Kennlinie, ebenso wird sie um so geradliniger, je kleiner die Lichtintensität ist.

Es ergibt sich also, daß man zur Reduzierung der Intensitätsfehler mit möglichst niedrigem Belastungswiderstand oder bei kleineren Lichtintensitäten arbeiten muß. Beide Forderungen widersprechen der Forderung nach großer Empfindlichkeit. Auch hier läßt sich die Kennlinie wieder als Potenzfunktion darstellen. Analog der Fotozellenschaltung ergeben sich die gleichen Verhältnisse bezüglich der Intensitätseinflüsse. Da das Fotoelement eine Spannungsquelle darstellt, fallen hier alle Spannungseinflüsse weg.



Abb. 3 Schaltung der Farb-Temperatur-Meßbrücke mit Fotoelementen

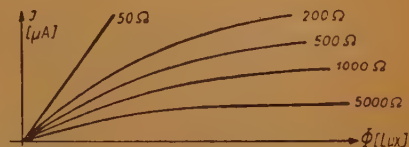


Abb. 4 Kennlinien von Fotoelementen für verschiedene Belastungswiderstände

Links: Abb 5 Schaltung zur Verminderung des Intensitätseinflusses

### III. Verminderung der Fehler durch Lichtintensitätsänderungen

Eine Schaltung, mit der man eine Angleichung der Exponenten erzielen kann, zeigt Abb. 5. Die Kennlinie des blauselektiven Fotoelementes ist bei Abgleich durch den Meßwiderstand als Belastung gegeben. Die Kennlinie des rotelektiven Fotoelementes ist bei Abgleich durch den Belastungswiderstand  $R_k$  festgelegt. Durch Variation von  $R_k$  kann die rotelektive Kennlinie der blauselektiven weitgehend angenähert werden. Man macht außerdem den Meßwiderstand  $R$  niederohmig, dann werden die Intensitätseinflüsse noch geringer. Jedoch ergibt sich hierbei, wie oben schon erwähnt, eine Grenze: die Empfindlichkeit der Anzeige. Den maximalen Kompensationswiderstand  $R_k$  macht man zweckmäßigerweise etwa doppelt so groß wie  $R$ .

\* \* \*

# PATENT-ANMELDUNGEN und -ERTEILUNGEN

Die Zahlen und Zeichen bedeuten in der

**ersten Zeile** (bei Patent-Anmeldungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Aktenzeichen;  
(bei Patent-Erteilungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Patentrollennummer, Aktenzeichen;

**zweiten Zeile** (bei Patent-Anmeldungen): links — Anmeldetag, rechts — Bekanntmachungstag;  
(bei Patent-Erteilungen): Datum des Beginns des Patents;

**letzten Zeile** (bei Patent-Anmeldungen): Zahl in ( ) = Anzahl der Text- und Zeichnungsseiten.  
Die bei den Patent-Anmeldungen angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht der Erfinder, sofern nicht beide identisch sind; bei den Patent-Erteilungen sind die Patentinhaber genannt.

## 1. Patent-Anmeldungen

21a\*, 8. T 234

3. 12. 49 15. 3. 51

Telefunken GmbH., Berlin; „Mikrofon-, Lautsprecher-, Kopfhörersystem o. dgl.“ (5)

21a\*, 16/01. p 43 418 D

20. 5. 49 15. 3. 51

Siemens & Halske AG., Berlin u. München; „Gerichtete Mikrofonanordnung f. d. Sprach- od. Musikfrequenzband“ (22)

21a\*, 18/04. p 53 640 D

1. 9. 49 15. 3. 51

Telefunken; „Schaltungsanordng. z. kombiniert. Regelung v. Klangblende u. 0-kHz-Sperre, insb. f. Rundfunkempfäng.“ (6)

21a\*, 18/04. 6 279

24. 10. 49 15. 3. 51

Siemens & Halske; „Einrichtg. z. Klangfarberegung f. elektroakust. Geräte, insb. Rundfunkgeräte“ (5)

21a\*, 18/06. p 52 485 D

19. 8. 49 15. 3. 51

Lorenz AG., Stuttgart-Zuffenhäuser; „Tonfrequenz-Übertragungsanl. m. Umformer v. elektr. in akust. Energie“ (4)

21a\*, 8/02. p 56 035 D

26. 9. 49 15. 3. 51

Telefunken; „Oszillatorschaltg.“ (7)

21a\*, 2/01. p 46 947 D

24. 6. 49 15. 3. 51

G. Widmann & Söhne KG.,

Schwenningen/N.; „Dynam.

Schallwiedergabe-System f.

hohe Tonfrequenzen“ (6)

21a\*, 36/10. p 4562 D

1. 10. 48 15. 3. 51

Siemens & Halske; „Anordng. z. Trennung d. in einer Leitung fließenden elektr. Energie nach Richtungen“ (9)

21a\*, 8/02. p 54 516 D

10. 9. 49 15. 3. 51

Dr.-Ing. L. Pungs, Braunschweig; „Verf. z. Frequenzstabilisierg. frequenzmod. Sender“ (6)

21a\*, 24/01. T 2019

9. 8. 50 15. 3. 51

Telefunken; „Überlagerungsempf. z. Empfang v. Kurzwellenbändern m. derselben Zwischenfrequenz wie f. d. Mittelwellenempf.“ (4)

21a\*, 35/14. p 31 244 D

8. 1. 48 15. 3. 51

(Großbritannien: 9. 1. 48)

Marconi's Wireless Telegraph Comp., Ltd., London; „Spannungsstabilisierschaltg.“ (8)

21a\*, 70. S 278

24. 10. 49 15. 3. 51

Siemens & Halske; „Anzeigevorrichtg. f. Klangfarberegler in elektroakust. Geräten, insb. Rundfunkgeräten“ (7)

21e, 4/02. G 520

3. 12. 49 15. 3. 51

P. Gossen & Co. GmbH., Erlan-

gen; „Anordng. z. Messg. hochfrequenter Ströme, insb. im Gebiet der Dezimeterwellen“ (4)

42c, 42. C 504

7. 2. 50 15. 3. 51

E. Cassel, Erlangen; „Strahlungsdruckmesser f. Ultraschall“ (4)

42g, 10/01. p 1805 B

10. 2. 49 15. 3. 51

LICENTIA-Patent-Verwaltungs-GmbH., Hamburg; „Mitnahmeteller f. d. Filmspulen bandförm. Phonogramträger, insb. v. Magnetophon-Geräten“ (4)

42g, 10/01. p 10 969 D

1. 10. 48 15. 3. 51

Blaupunkt-Werke GmbH., Darmstadt; „Kombin. Rundfunkempfangs- u. Magnetongerät u./od. Schallplattenwiedergabegerät“ (5)

42g, 10/02. p 10 985 D

1. 10. 48 15. 3. 51

Blaupunkt; „Verf. u. Anordng. z. magnet. Tonaufzeichnung.“ (7)

42s, —. p 48 765 D

13. 7. 49 15. 3. 51

Blaupunkt; „Ultraschallgerät, insb. f. medizin. Zwecke“ (7)

21a\*, 8. S 643

5. 11. 49 22. 3. 51

Siemens & Halske; „Einrichtg. f. Schallempfäng., insb. Kondensatormikrophone“ (13)



- 21a<sup>3</sup>, 3. S 1316  
14. 1. 50 22. 3. 51  
Siemens & Halske; „Elektroakust.  
Wandler nach d. elektrostatis-  
Prinzip“ (6)
- 21a<sup>2</sup>, 16/03. p 36 936 D  
16. 3. 49 22. 3. 51  
Klangfilm GmbH., Berlin u.  
Karlsruhe; „Verf. z. Einrichtg.  
z. Übertrag. v. Tönen f. d.  
Zwecke d. Stereophonie“ (11)
- 21a<sup>2</sup>, 16/03. S 1750  
16. 2. 50 22. 3. 51  
Siemens & Halske; „Einrichtg. z.  
plast. Wiedergabe v. akust.  
Darbietungen“ (4)
- 42g, 18. p 38 597 D  
1. 4. 49 22. 3. 51  
LICENTIA; „Laufwerk f. band-  
od. drahtförm. Aufzeichnungs-  
träger“ (5)
- 21a<sup>2</sup>, 17/01. B 7633  
27. 6. 50 22. 3. 51  
A. Bröer, Hamburg-Sasel;  
„Schwingsungsverstärker v. Ton-  
wellen aus Radio-Apparaten z.  
Gebrauch f. Taubstumme“ (2)
- 21a<sup>2</sup>, 18/07. K 212  
25. 10. 49 22. 3. 51  
Klangfilm; „Mischeinrichtg. f.  
Tonströme“ (4)
- 21a<sup>4</sup>, 24/01. p 32 079 D  
20. 1. 49 22. 3. 51  
Lorenz; „Schaltungsanordng. z.  
gleichzeit. Veränderg. d. Reso-  
nanzfrequenzen zweier Schwin-  
gungskreise“ (5)
- 21a<sup>4</sup>, 29/01. p 20 723 D  
4. 11. 48 22. 3. 51  
(Niederlande: 4. 12. 48)  
N. V. Philips' Gloeilampenfabrie-  
ken, Eindhoven (Holland);  
„Schaltg. z. Empfangen u. De-  
modulieren frequenzmodul.  
Schwingungen“ (12)
- 21a<sup>4</sup>, 29/01. P 286  
15. 11. 49 22. 3. 51  
(Schweiz: 29. 11. 48)  
„Patelhold“ Patentverwertungs-
- & Elektro-Holding AG., Glarus  
(Schweiz); „Diskriminator-  
schaltg. f. sehr kurze Wellen“  
(9)
- 21e, 28/01. p 45 023 D  
4. 6. 49 22. 3. 51  
Mix & Genest AG., Stuttgart-  
Zuffenhausen; „Anordng. z. Er-  
zeugg. v. Normalfrequenzen“  
(4)
- 21e, 29/01. S 543  
31. 10. 49 22. 3. 51  
Siemens & Halske; „Schaltungs-  
anordng. z. Messg. sehr hoher  
elektr. Widerstände“ (6)
- 21e, 36/02. p 10 797 D  
1. 10. 48 22. 3. 51  
Siemens-Schuckertwerke AG.,  
Berlin u. Erlangen; „Leistungs-  
messer f. Hochfrequenz“ (4)
- 42g, 10/01. p 33 697 D  
9. 2. 49 22. 3. 51  
LICENTIA; „Verf. z. Einfügen v.  
Korrekturen in Magnettonge-  
räten“ (3)
- 42g, 10/01. p 46 908 D  
24. 6. 49 22. 3. 51  
Dr. K. Kesselschläger, Memmin-  
gen (Allgäu); „Einrichtg. z. ein-  
seit. Löschen doppelseit. be-  
spielter magnetograph. Schall-  
platten“ (1)
- 42g, 13/01. D 4672  
27. 6. 50 22. 3. 51  
(Frankreich: 16. 2. 48)  
A. V. L. C. Debrie, Paris; „Ma-  
schine z. stet. verkleinernden  
opt. Kopieren v. Tonspuren“ (9)
- 42g, 18. p 44 024 D  
27. 5. 49 22. 3. 51  
W. Maltner, Frankfurt/M.;  
„Sprechmaschine f. wahlw.  
mechan.-akust. od. elektro-  
akust. Tonwiedergabe“ (7)
- 42g, 18. p 51 781 D  
11. 8. 49 22. 3. 51  
Dr. K. Kesselschläger; „Verf. z.  
Unterbrechen d. Aufnahme u.
- Wiedergabe v. Schallaufzeich-  
nungen“ (1)
- 42s, —. E 353  
5. 12. 49 22. 3. 51  
Eswig-Gerätebau GmbH. & Co.,  
Schleswig; „Kristallstabilis.  
Hochfrequenzgenerator f. Ul-  
traschallgeräte“ (2)
- 21a<sup>4</sup>, 55. W 2310  
5. 6. 50 29. 3. 51  
R. Wagner, Berlin-Lankwitz;  
„Drahtl. Nachrichtenverbindg.  
m. gerichtet. kurzen Wellen“ (7)
- 21d<sup>2</sup>, 12/03. p 9738 D  
1. 10. 48 29. 3. 51  
Siemens-Schuckertwerke; „An-  
ordng. z. Erzeugg. d. Gittervor-  
spanng. f. Stromrichter“ (5)
- 21d<sup>2</sup>, 12/03. p 15 770 D  
1. 10. 48 29. 3. 51  
Elektrowerk d. Scillo Elektro-  
medizin. Licht- u. Schweiß-  
apparate GmbH. KG., Ham-  
burg-Rissen; „Hochfrequenz-  
generator m. abgestimmt. Git-  
terkreis z. Betrieb eines piezo-  
elektr. Ultraschallgebers“ (3)
- 21d<sup>2</sup>, 51. p 6719 D  
1. 10. 48 29. 3. 51  
Dr.-Ing. E. Hueter, Darmstadt;  
„Anordng. z. Frequenzwand-  
lung“ (9)
- 21e, 29/04. p 36 637 D  
12. 3. 49 29. 3. 51  
Siemens & Halske; „Meßbrücke  
f. Induktivitäten“ (7)
- 42d, 5. S 2035  
3. 3. 50 29. 3. 51  
Siemens & Halske; „Schaltungs-  
anordng. f. d. Untersuchg. ein-  
mal. Vorgänge mittels Elektro-  
nenstrahl-Oszillographen unter  
Verwendg. eines Hochvakuum-  
röhrenkippergerätes“ (5)
- 42g, 5/02. E 1027  
20. 4. 50 29. 3. 51  
(Dänemark: 11. 1. 47 u. 16. 9. 49)

Electrical Fono-Films Co. A/S,  
Kopenhagen; „Elektrodynam.  
Tonschreiber, insb. f. d. Schnei-  
den v. Schallplatten“ (12)

42g, 12. p 50 206 D

27. 7. 49 29. 3. 51

(Großbritannien: 23. 10. 46  
u. 31. 1. 47)

British Acoustic Films Ltd., Lon-  
don; „Verf. z. Synchronis. b.  
Schneiden v. mehreren Ton-  
aufzeichng., v. denen minde-  
stens eine Tonaufzeichng. un-  
sichtb., beispieisw. als Magneto-  
gramm hergestellt ist“ (14)

42g, 21/01. p 22 647 D

25. 11. 48 29. 3. 51

(Niederlande: 13. 8. 45)

Philips; „Phonogrammtaster  
m. einem Organ, d. b. Aufsitzen  
d. Abtasters auf d. Phono-  
grammträger ruht“ (11)

74d, 3/09. S 166

19. 10. 49 29. 3. 51

(Frankreich: 17. 12. 45)

Société d'Appareils nouveaux et  
d'Outils rationnels, Courbe-  
voie (Frankreich); „Elektr.  
akust. Warnsignal, insb. f.  
Fahrzeuge“ (5)

74d, 6/09. p 10 540 D

1. 10. 48 29. 3. 51

Atlas-Werke AG., Bremen; „Verf.  
u. Vorrichtg. z. Betrieb v.  
Schallschwingern“ (4)

21a<sup>4</sup>, 29/01. L 1442

18. 3. 50 5. 4. 51

Lorenz; „Anordng. z. Demodu-  
lation frequenz- bzw. phasen-  
modul. Schwing.“ (5)

42g, 8/07. p 26 904 D

24. 12. 48 5. 4. 51

Blaupunkt; „Rundfunkemp-  
fangsgerät m. Tonaufzeich-  
nungsvorrichtg. u. Aussteue-  
rungsmesser“ (4)

42g, 10/01. S 337

28. 10. 49 5. 4. 51

LICENTIA; „Magnetkopf m.  
Spalt f. Magnettongeräte“ (2)

42g, 10/01. U 246

13. 5. 50 5. 4. 51

Universum-Film AG. Film-Studio  
Tempelhof, Berlin-Tempelhof;  
„Magnettongerät“ (4)

42g, 10/01. U 247

13. 5. 50 5. 4. 51

Universum-Film; „Vorrichtg. z.  
Besetz. v. Störg. b. Abtasten v.  
Tonaufzeichng.“ (2)

42g, 10/02. U 248

13. 5. 50 5. 4. 51

Universum-Film; „Verf. z. Kenn-  
zeichnen v. Magnettonaufzeich-  
nungen“ (2)

42g, 13/01. p 12 159 D

1. 10. 48 5. 4. 51

Klangfilm; „Verf. u. Einrichtg. z.  
Herstellg. v. Bildtonfilmen“ (5)

42g, 18. p 36 909 D

16. 3. 49 5. 4. 51

G. Schaub Apparatebauges.  
mbH., Pforzheim (Bad.); „Vor-  
richtg. z. Stillsetzen v. Magneto-  
tongeräten b. Trägerbruch“ (4)

42g, 18. p 50 925 D

3. 8. 49 5. 4. 51

Schaub; „Vorrichtg. z. Stillsetzen  
v. Magnettongeräten“ (4)

42g, 18. p 53 005 D

25. 8. 49 5. 4. 51

Schaub; „Vorrichtg. z. Stillsetzen  
v. Magnettongeräten b. Träger-  
bruch“ (3)

42g, 18. p 53 491 D

31. 8. 49 5. 4. 51

Schaub; „Vorrichtg. z. Stillsetzen  
v. Magnettongeräten“ (2)

42g, 18. Sch 415

16. 3. 49 5. 4. 51

Schaub; „Verf. z. Stillsetzen v.  
Magnettongeräten b. Träger-  
bruch“ (2)

57a, 66. p 739 B

13. 12. 48 5. 4. 51

LICENTIA; „Verf. u. Einrichtg.  
z. Synchronisierg. eines Bild-

filmgerätes m. einem m. nicht-  
perf. Tonträger arbeitend. Ton-  
gerät, insb. Magnettongerät“ (5)

## 2. Patent-Ertellungen

42g, 10/02. 805 811. p 1034 D

2. 10. 48

Badische Anilin- & Soda-Fabrik,  
Ludwigshafen/Rh.; „Verf. z.  
Herstellg. v. Magnetogramm-  
trägern“

42g, 10/02. 805 812. p 12 380 D

2. 10. 48

Badische Anilin; „Verf. z. Herst.  
v. Magnetogrammmträgern“

21g, 10/01. 806 265. p 10 784 D

2. 10. 48

Siemens & Halske AG., Berlin u.  
München; „Veränderb. Kon-  
densator, insb. f. Rundfunk-  
zwecke“

21g, 38. 806 269. p 37 652 D

24. 3. 49

(Niederlande: 6. 4. 48)

N. v. Philips Gloeilampenfabrie-  
ken, Eindhoven (Holland);  
„Vorrichtg. z. Erzeugg. v. Säge-  
zahnspann. u. Radarapparat  
m. einer solch. Vorrichtg.“

42g, 18. 806 056. p 4887 D

2. 10. 48

(Frankreich: 20. 10. 47)

Dr.-Ing. T. Schultes u. F. W. O.  
Bauch, Jugenheim (a. d. Berg-  
straße); „Anordng. z. Aufrecht-  
erhaltg. d. Gleichlaufes v. meh-  
reren gleichzeit. ablaufend. Vor-  
gängen, insb. v. mehreren  
gleichzeit. ablaufend. Magneto-  
tonaufzeichng.“

21a<sup>4</sup>, 8/02. 806 555. p 24 580 D

14. 12. 48

(Niederlande: 4. 3. 47)

Philips; „Schaltg. mit einem pi-  
eozoelektr. gesteuert. Oszillator“

21a<sup>4</sup>, 9/02. 806 684. N 62

25. 10. 49

(Niederlande: 26. 10. 48)

Philips; „Vorrichtg. z. Erzeugg. elektromagnet. Wellen m. einer Wellenlänge in d. Größenordng. v. max. einem Zentimeter“

21a<sup>4</sup>, 29/01. 806 791. p 20 452 D 3. 11. 48

(Niederlande: 28. 9. 45)

Philips; „Einrichtg. z. Umwandlg. v. Impulsmodulat. in Amplitudenänderg.“

21a<sup>4</sup>, 29/01. 806 792. p 53 334 D 30. 8. 49

Telefunken Ges. f. drahtlose Tele-

graphie mbH., Berlin; „Schaltung z. Demodulat. v. frequenzmodul. Schwingg.“

42g, 10/01. 806 601. p 53 090 D 27. 8. 49

G. Schaub Apparatebauges. mbH., Pforzheim (Bad.); „Magnetongerät m. drahtförm. Magnetontträger u. bewegl. Hörkopf“

57a, 35. 802 607. p 55 562 D

22. 9. 49

W. Kermann, Koblenz; „Verf. u. Vorrichtung z. Aufnahme od.

Wiedergabe v. kinematograf. Bild- od. v. Tonaufzeichng.“

21c, 23. 802 822 T 276

13. 12. 49

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH., Berlin SW 61; „Zwischenstecker f. Radioempfang.“

42g, 5/01. 802 661. p 39 424 D

10. 4. 49

E. Knecht, St. Georgen (Schwarzwald); „Elektromagnet. Schalldose“

# REFERATE

*Von den mit einem \* versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DMW 0,75 je Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.*

## Verbesserungen der Wienbrücke \*

Die Wien-Brücke hat sich als frequenzbestimmendes Glied in Meßbrücken, RC-Oszillatoren und selektiven Verstärkern recht gut bewährt, trotzdem sind noch gewisse Verfeinerungen möglich, die zwar das Prinzip der Wien-Brücke in keiner Weise betreffen, wohl aber die Funktion der damit ausgestatteten Geräte günstiger gestalten können.

Vor allem die Streu-, Schalt- und anderen schädlichen Kapazitäten, die als Parallelkapazität  $C_S$  zum Reihenwiderstand  $R_1$  der Wien-Brücke erscheinen (Abb. 1), verändern den Frequenzgang der durch die Kondensatoren  $C_1$  und  $C_2$  abstimmbaren Brücke in unvorhergesehener Weise und verichten die Konstanz des aus den Impedanzen  $Z_1$  und  $Z_2$  gebildeten Verhältnisses<sup>1)</sup>. Macht man, wie es ja durchweg üblich ist,  $R_1 = R_2 = R$  und  $C_1 = C_2 = C$ , so ergibt sich für die Resonanzfrequenz  $f'$  der Brücke nach Abb. 1:

$$f' = \frac{1}{2\pi \cdot (C^2 R^2 - C C_S R^2 - C_S^2 R^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

während die Resonanzfrequenz  $f$  der idealen Wien-Brücke durch

$$f = \frac{1}{2\pi \cdot C \cdot R}$$

bestimmt ist. Aus der Abb. 2 geht hervor, wie die Streukapazität  $C_S$  die Resonanzfrequenz beeinflusst; dort ist  $f'/f$  als Funktion von  $C_S/C$  aufge-

<sup>1)</sup> R. Zuidhof: Wien-Bridge Network Modifications, Electronics, Band 23, September 1950, Seite 192.

tragen, und man sieht, wie schnell der Einfluß von  $C_S$  mit kleiner werdendem  $C$  zunimmt. Die Streukapazität macht sich daher am auffälligsten bemerkbar, wenn die Abstimmkondensatoren ihren Minimalwert haben und  $C_1$  und  $C_2$  miteinander vergleichbar sind; die Abweichungen der Frequenzkurve sind deshalb an ihrem oberen Ende am größten.

Die Veränderung der Frequenzkurve ist besonders dann unangenehm, wenn sich, etwa in einem

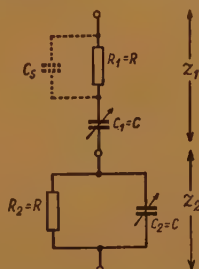


Abb. 1 Wiensche Brücke mit Streukapazität  $C_S$  parallel zu  $R_1$

Oszillator, mehrere Frequenzbereiche durch Umschaltung der Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  einstellen lassen. Die Streukapazitäten werden dann wahrscheinlich in den einzelnen Bereichen verschieden sein, so daß sich die Abstimmungsskalen der Bereiche nicht mehr decken.

Die Streukapazität  $C_S$  hat aber auch zur Folge, daß das Verhältnis der Impedanzen  $Z_1$  und  $Z_2$  nicht mehr konstant ist, sondern sich beim Durchdrehen der Abstimmkondensatoren ändert; denn es ist

$$\frac{Z_1}{Z_2} = 2 + \frac{C_S}{C}, \quad (2)$$

und diese Änderung des Impedanzverhältnisses macht sich durch eine bei der Abstimmung variierende Ausgangsspannung bemerkbar.

Die angeführten Wirkungen von  $C_S$  können durch einen Trimmerkondensator ausgeglichen werden, der parallel zum Abstimmkondensator  $C_1$  gelegt wird. Macht man den Trimmer genau gleich  $C_S$ , so erhält man, wie hier nicht näher bewiesen werden

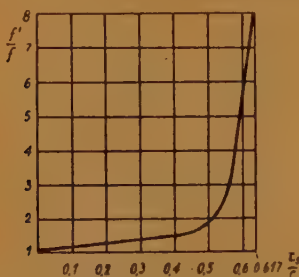


Abb. 2 Der Einfluß der Streukapazität  $C_S$  auf die Resonanzfrequenz

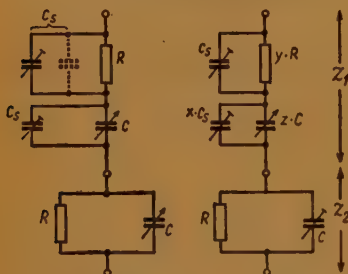


Abb. 3. Kompensation der Streukapazität durch je einen Trimmer parallel zu  $R_1$  und  $C_1$

Abb. 4 Allgemeine Form der Wienischen Brücke mit kompensierter Streukapazität

soll, für  $Z_1/Z_2$  wieder den frequenzunabhängigen und konstanten Wert 2. Im Falle einer durch Wechsel der Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  auf mehrere Frequenzbereiche umschaltbaren Wien-Brücke muß man sowohl dem Kondensator  $C_1$  als auch jedem einzelnen Widerstand  $R_1$  je einen Trimmer parallel schalten (Abb. 3). Wenn man diese Trimmer so abgleicht, daß parallel zu  $C_1$  und zu jedem  $R_1$  einschließlich der tatsächlichen Streu- und Schaltkapazitäten eine gleichgroße, konstante Kapazität  $C_S$  liegt, so fallen die Abstimmkurven aller Bereiche — bis auf die durch die Widerstände  $R_1$  festgelegten Multiplikatoren — zusammen. Für die Resonanzfrequenz  $f''$  der Brücke nach Abb. 3 gilt die Bezeichnung

$$f'' = \frac{1}{2 \pi \cdot R \cdot \sqrt{C^2 - C_S^2}}; \quad (3)$$

die Gleichung (3) zeigt auch, daß sich durch die Trimmer der Frequenzbereich ohne Umschaltung

erweitern läßt, da  $C_S$  sozusagen einen Teil der Anfangskapazität der Drehkondensatoren  $C_1$  und  $C_2$  ausgleicht. Je mehr man  $C_S$  dieser Anfangskapazität nähert, um so weiter dehnt sich der Frequenzbereich nach oben hin aus.

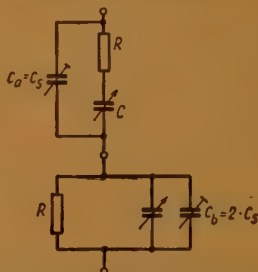


Abb. 5 Eine andere Form der Brücke mit kompensierter Streukapazität

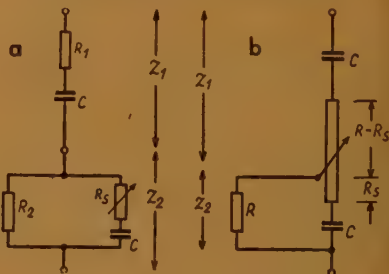


Abb. 6a Wiensche Brücke mit Abstimmung durch einen Widerstand  $R_S$

Abb. 6b Zweckmäßigere Ausführung der durch einen Widerstand abgestimmten Wienschen Brücke

In Abb. 4 ist die allgemeine Form dieser Art der Wien-Brücke für optimale Frequenzstabilität dargestellt; es muß hier  $x = y \cdot z$  gemacht werden, und man hat dann für  $Z_1/Z_2$  den konstanten Wert

$$\left(y + \frac{1}{z}\right).$$

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse bei der nach Abb. 5 verbesserten Wien-Brücke; hier liegt ein Trimmer  $C_S$  parallel zu  $C_1$  —  $R_1$  und ein zweiter Trimmer  $C_b$  parallel zu  $C_2$ . Wenn  $C_b$  (einschließlich der Eingangskapazität der nachgeschalteten Verstärker- oder Oszillatorröhre, gleich  $2 \cdot C_S$  und  $C_a$  (einschließlich der Streu- usw. Kapazität; gleich  $C_S$  ist, dann hat man für  $Z_1/Z_2$  die gleichen Werte wie für die ideale Wien-Brücke.

In Abb. 6a ist noch eine Abart der Wien-Brücke wiedergegeben, die deshalb recht interessant ist, weil sie durch Veränderung nur einer Komponente, nämlich des Widerstandes  $R_S$ , abgestimmt werden kann. Die Resonanzfrequenz dieser Brücke ist



$$f'' = \frac{1}{2\pi \cdot C \cdot (R_1 R_2 - R_2 R_3 - R_3^2)^{1/2}}$$

In der praktischen Ausführung der Brücke nach Abb. 6b, die den Vorteil hat, daß  $Z_1/Z_2$  den konstanten Wert 2 hat, wird  $R_1 = R - R_3$  und  $R_2 = R$ , so daß man für die Resonanzfrequenz die Gleichung

$$f'' = \frac{1}{2\pi \cdot C \cdot (R^2 - 2 \cdot R R_3 - R_3^2)^{1/2}}$$

erhält. In der Praxis hat sich diese Brückenform allerdings noch nicht bewährt, da die Selektivität gering ist und Konstanz sowie Kurvenform der Ausgangsspannung zu wünschen übrig lassen. Dr. F. (Umfang der Originalarbeit 4 Seiten.)

## Neuer RC-Oszillator für 20 Hz bis 20 MHz\*

Ein neuer, von dem „National Bureau of Standards“ entwickelter RC-Oszillator zeichnet sich einmal durch den sehr einfachen Aufbau und außerdem durch seinen großen Frequenzbereich aus; in fünf Dekaden unterteilt, wird der gesamte Bereich von 20 Hz bis herauf zu 2 MHz erfaßt<sup>1)</sup>. Das Prinzip des Oszillators geht aus der Abb. 1 hervor: der Ausgang eines Verstärkers ist auf den Eingang sowohl rückgekoppelt als auch gegengekoppelt. Während aber die positive Rückkopplung für alle Frequenzen gleich stark ist, erfolgt die Gegenkopplung über ein frequenzabhängiges überbrücktes T-Glied. Die Verwendung dieses überbrückten T-Gliedes im Gegenkopplungsweg ist das eigentlich Neuartige an dem Oszillator. Nimmt man den Dämpfungsverlauf dieses Gliedes in Abhängigkeit von der Frequenz auf (Abb. 2), dann ergibt sich eine Kurve mit einem Minimum der Dämpfung bei der Frequenz:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \cdot C \cdot \sqrt{R_1 \cdot R_2}}$$

gleichzeitig beträgt die Phasenverschiebung für diese Frequenz 0°. Die Gegenkopplung hat somit ebenfalls für die Frequenz  $f_0$  den niedrigsten Wert, und bei geeigneter Dimensionierung von positiver Rückkopplung und Gegenkopplung wird der Oszillator mit der Frequenz  $f_0$  schwingen. Das Minimum der Dämpfungskurve ist nach Abb. 2 um so ausgeprägter, daß heißt die Kreisgüte des überbrückten T-Gliedes wird um so besser, je größer man das Verhältnis der Widerstände  $R_1/R_2$  macht. Durch ein großes Verhältnis  $R_1/R_2$  kann man daher die Frequenzkonstanz und Abstimmung

schärfe des Oszillators verbessern. In dieser Beziehung ist der neue Oszillator günstiger als der Oszillator mit Wienscher Brücke und weniger anfällig gegen Schwankungen des Phasenwinkels. Während die Wiensche Brücke eine Kreisgüte von höchstens 0,3 bis 0,5 hat, läßt sich die Kreisgüte des hier verwendeten, frequenzbestimmenden überbrückten T-Gliedes mit guter Annäherung durch  $\frac{1}{2} \cdot \sqrt{R_1/R_2}$  ausdrücken, so daß sich hier wesentlich höhere Werte für die Kreisgüte erzielen lassen.

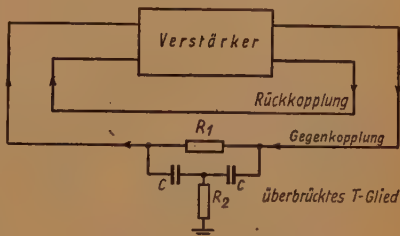


Abb. 1 Prinzip des Oszillators mit überbrücktem T-Glied

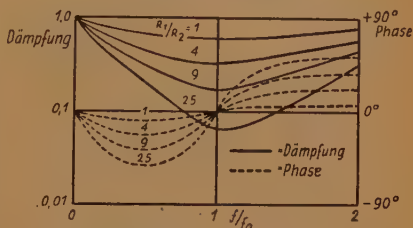


Abb. 2 Dämpfung und Phasenwinkel des überbrückten T-Gliedes für verschiedene Werte von  $R_1/R_2$

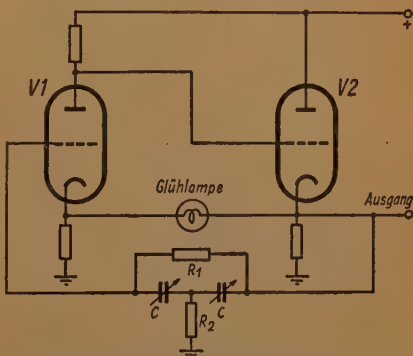


Abb. 3 Vereinfachtes Schaltschema des neuen RC-Oszillators

<sup>1)</sup> Peter G. Sulzer: Wide-Range RC-Oscillator, Electronics, Band 23, Nr. 9, September 1950, Seite 88, (Wiederholt v. FUNK UND TON Bd. 5 (1951), Nr. 4, S. 222.)

Abb. 3 zeigt das vereinfachte Schaltschema des Oszillators; die normale Verstärkerstufe  $V_1$  treibt den Katodenverstärker  $V_2$ , von dessen Katode die frequenzunabhängige Rückkopplung zur Katode von  $V_1$  und die Gegenkopplung über das überbrückte T-Glied zum Gitter von  $V_1$  geführt ist. Die Abstimmung erfolgt durch Veränderung der Kapazitäten  $C$ ; dazu dient ein Doppeldrehkondensator von zweimal 500 cm, wie er auch in Rundfunkgeräten benutzt wird, und mit dem sich ein Frequenzintervall von 1 : 10 erfassen läßt. Die fünf Bereiche ergeben sich durch gleichzeitige Umschaltung der Widerstände  $R_1$  und  $R_2$  entsprechend der nachstehenden Tabelle:

Bereich:	$R_1$	$R_2$
20 — 200 Hz ....	30 M $\Omega$	6,8 M $\Omega$
200 — 2000 Hz ....	3 M $\Omega$	680 k $\Omega$
2 — 20 kHz ....	300 k $\Omega$	68 k $\Omega$
20 — 200 kHz ....	30 k $\Omega$	6,8 k $\Omega$
0,2 — 2 MHz ....	3 k $\Omega$	680 Ohm

Sehr zweckmäßig ist es, parallel zu jedem Widerstand  $R_2$  einen kleinen Trimmerkondensator zu legen und diese Trimmer zusammen mit  $R_2$  umzuschalten. Durch den Trimmer läßt sich  $f_0$  für kleine Kapazitäten von  $C$  um geringe Beträge variieren, so daß man das obere Ende der Abstimmungsskala in jedem Bereich unabhängig vom unteren Ende

justieren kann. Dadurch lassen sich die Abstimmungsskalen für alle fünf Bereiche bis auf den Multiplikationsfaktor  $10^3$  zur Deckung bringen. Die unteren Enden der Abstimmungsskalen werden durch Justierung des Widerstandes  $R_1$  auf die erforderlichen Werte gebracht.

Die vollständige Schaltung des Oszillators ist in Abb. 4 dargestellt. Der kleine Kondensator  $C_1$  in einem zweiten Rückkopplungsweg dient zur Anhebung der hohen Frequenzen und zur Einstellung einer konstanten Verstärkung bis herauf zu 2 MHz; diese Einstellung muß nach Unterbrechung der Gegenkopplung und des Hauptrückkopplungsweges an den Stellen A und B erfolgen. Nach dieser Einregelung liefert der fertiggeschaltete Oszillator bei richtiger Justierung der Rückkopplung mittels des Potentiometers  $R_2$  eine Schwingungsspannung von 15 Volt $\sqrt{e}$  an dem niederohmigen Ausgang, die über den gesamten Frequenzbereich innerhalb eines Dezibel konstant ist. Die Metallfadenslampe im Rückkopplungsweg sorgt in der üblichen Weise für die Amplitudenkonstanz der Schwingung, die guten sinusförmigen Verlauf haben soll. Der Oszillator ist gut abzuschirmen, da sonst die Gefahr besteht, daß er durch Oberwellen der eingestreuten Netzfrequenz mitgenommen wird.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 2 Seiten.)

## Elektroakustische Experimente mit der Menschenstimme

Die spektralanalytischen Untersuchungen der Sprachlaute nach der „Visible-Speech“-Methode haben der fonetischen Forschung neuartige Ausblicke eröffnet. Als erster hat sich damit Martin Joos, Professor für Deutsch an der Universität Wisconsin, befaßt und wertvolle Ergebnisse in einer Sonderheft der Zeitschrift „Language“, Bd. 24, Nr. 2 Suppl., 1948, mitgeteilt.

Die Entstehung der Glottis-Schwingung wird so beschrieben, daß der Überdruck der Lungenluft den Verschluss der Stimmlippen sprengt und ein kurzer Explosionsstoß entsteht. Danach ist der Luftstrom stetig, bis die Glottis sich wieder schließt. Alsdann stoppt der Luftstrom über der Glottis nicht plötzlich ab, sondern klingt mit einer Zeitkonstante ab und hinterläßt dabei ein teilweises Vakuum über der Glottis. Bei einem Rückstoß füllt sich das Defizit wieder auf. Wie Abb. 1 zeigt, erleiden auch die Stoß-Impulse Rückstöße. Der Glottiston wird nicht durch Resonanzeffekte des Ansatzrohres rückbeeinflusst, so daß man ein Vokalspektrum annehmen kann als ein Glottisspektrum, multipliziert für jede Frequenz mit dem Übertragungsfaktor des Artikulationsfilters. Die Glottis-Schwingung kann man sich angenähert durch einen

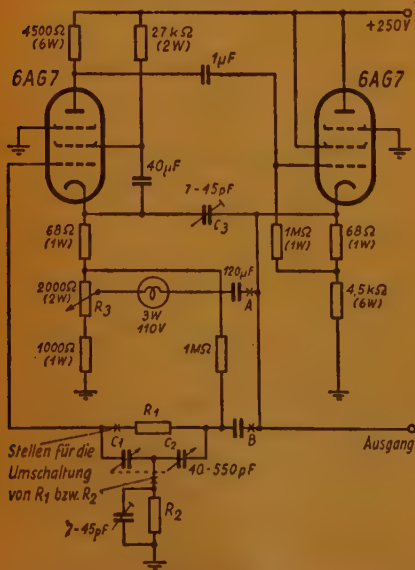


Abb. 4 Vollständige Schaltung des neuen RC-Oszillators für Frequenzen von 20 Hz bis 2 MHz

einfachen Rechteckimpuls ersetzt denken, wobei der Impuls etwa  $\frac{1}{100}$  Centi-sec (cs) — das ist z. B. bei 100 Hz gleich  $\frac{1}{100}$  der Periode — andauert. Die Analyse ergibt ein Spektrum, in dem der Grundton und die niederen Harmonischen fast die gleiche



Abb. 1 Oszillogramm des Glottis-Tons

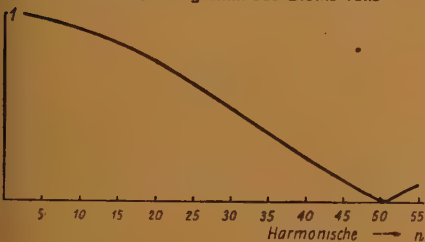


Abb. 2 Spektrum des Glottis-Tons  
(Grundton 100 Hz — Baß)

Amplitude haben (Abb. 2) und überhaupt die Gesamtenergie vorwiegend auf die niederen Harmonischen verteilt ist. Die ersten 22 Harmonischen bis 2200 Hz haben noch einhalb so viel Energie wie der Grundton. Auf die 22. Harmonische bezogen haben alle Harmonischen bis 3000 Hz keine größere Abweichung als 3 dezibel. Die tatsächliche Kurve Abb. 1 ergibt etwas mehr Energie im Grundton und 1. Oberton, was den „Unterton“ der Stimme ausmacht. Für eine Sopranstimme etwa bei 500 Hz macht der Impuls von  $\frac{1}{100}$  cs den Bruchteil von  $\frac{1}{10}$  Periode aus, und es ergibt sich dann ein Spektrum gemäß Abb. 3. Es handelt sich dabei um geschätzte Werte auf Grund von Spektrogrammen und elektronischem Stimmgenerator. Impulse von mehr als  $\frac{1}{100}$  cs ergeben eine muffige Stimme, Impulse von weniger als  $\frac{1}{100}$  cs geben einen sauber definierten Sprachlaut.

Das Gesamtspektrum ergibt, daß die Vokalqualität von der Gegenwart starker Komponenten in einem relativ schmalen Frequenzbereich abhängig ist, entsprechend dem Ausgang eines Bandfilters mit mehreren Durchlaßöffnungen. Am wichtigsten sind die beiden tiefsten Resonanzbanden eines Lauts, die anderen sind von sekundärer Bedeutung. Dabei kommt es auf die Position der Resonanzbanden auf einer absoluten Frequenzskala an, nicht auf die relativen Harmonischen-Beziehungen — im Gegensatz zur Definition der Musikinstrumente. Die Untersuchung der Formantbreite — entsprechend der Resonanzbreite — kann nicht

allein von dem Dekrement der anatomischen Hohlräume des Ansatzrohrs herrühren, sondern zum wesentlichen von der Kopplung der komplex zusammenhängenden Räume.

Die beiden unteren Spektralbanden von Sprachlauten sind nun als Ober- und Unterformant in einem Diagramm mit der Abszisse als Oberformant und der Ordinate als Unterformant, beide in logarithmischer Teilung, aufgetragen worden. Wenn man den zeitlichen Verlauf eines Vokals in Abständen von 2 cs einträgt, erhält man Ortskurven, die zeigen, daß jedes Formantpaar weite Frequenzbereiche durchläuft (Abb. 4). In der Formantkarte erkennen wir das klassische Vokaldreieck wieder.

Es ergibt sich dann folgende Sprechtheorie: Die eigentlichen Sprachsignale sind die artikulatorischen Bewegungen. Eine der Signal-Komponenten

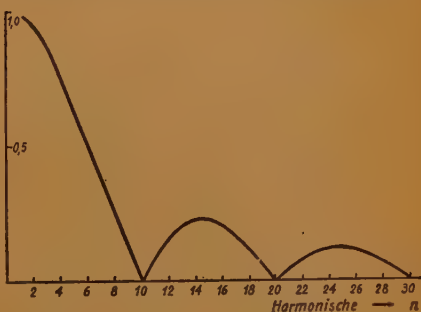


Abb. 3 Spektrum des Glottis-Tons  
(Grundton 500 Hz — Sopran)

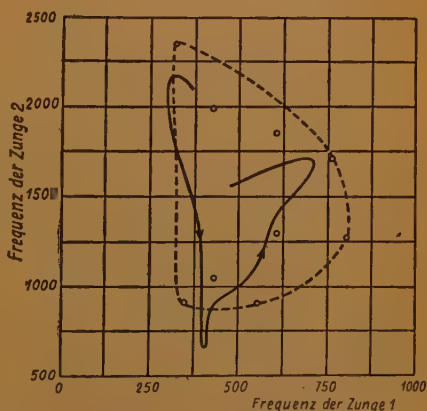


Abb. 4 Formantkarte Sprechbeispiel „he went“. ...  
Vokaldreieck als normaler Sprechbereich

ten, die Atembewegung, erzeugt einen Träger, auf den die anderen aufmoduliert werden. Dies wird hörbar als Laut. Da dieser aber nicht das Signal ist, kann es der Hörer nicht direkt verstehen. Er muß es erst demodulieren, indem er sich ein Hirn-Äquivalent der „Gesten“, d. h. der Signale schafft, die dem Laut aufgedrückt sind und die erst die Mitteilung des Sprechers erkennen lassen.

Untersucht man die „Visible-Speech-Spektrogramme, die in rastermäßiger Auflösung als Abszisse den Zeitmaßstab, als Ordinate die Frequenz enthalten, so bemerkt man, vom Ohr bzw. Hörzentrum betrachtet, als untere Auflösungsgrenze einen Wert von etwa 4 Hz, als zeitliche Unschärfe einen mittleren Wert von 5 cs (perception time smear). Das bedeutet, daß Lautzusammensetzungen von weniger als 5cs getrennt nicht mehr wahrgenommen werden können. Dieses Verhalten, das sich ebenso in der Konstruktion des Spektrografen zeigt, entspricht der Heisenbergschen Ungenauigkeits-Korrelation. Die Aufteilung in Analysierfilter von  $\Delta f = 45$  Hz Breite ergibt gemäß

$$\tau \cdot \Delta f = \text{konst.} = 0,459$$

eine Zeitkonstante von etwa 1 cs, als smear — Verschmierung — bezeichnet. In Übereinstimmung mit der zeitlichen Unschärfe des Ohrs ist auch die Tatsache, daß das Sprachzentrum im Gehirn nicht mehr als 20 Laute/sec aufzufassen vermag.

Zur Nachprüfung der Ergebnisse wurde ein Generator für synthetische Sprache gebaut, der aus einem Impulsgenerator mit der Impulsform nach Abb. 1 besteht und zwei nachgeschalteten veränderbaren Filtern mit den Bereichen 250—1200 Hz und 500—2800 Hz für die Nachbildung der Klangfarben. Als „Spielbrett“ wurde eine Formantkarte nach Abb. 3 gewählt, auf der mit einem Zeiger beliebig die gewünschten Lautfarben-Kombinationen abgetastet und damit Worte und Sätze erzeugt werden konnten. Dabei ergab sich, daß die Wahrnehmbarkeitsschwelle für vokalische Klangfarben im Sukzessivkontrast etwa einen Halbton ausmacht.

Wichtige Dienste leistete auch der als Sonovox bezeichnete elektrische Kehlkopf. Er besteht aus einem Miniatur-Lautsprecher, der gegen die Kehle gehalten wird, so daß der Schall in den Luftstrom über der Glottis übertragen wird. Wenn beliebige Laute oder Geräusch gegeben werden und die Versuchsperson die Sprachwerkzeuge stumm in einen Sprechakt einstellt, so entstehen verständliche Sprachlaute. Es gelingt so z. B. — ähnlich wie beim Voder — als Grundgeräusch das Pfeifen einer Lokomotive oder eines Nebelhorns oder Tierstimmen zur Artikulation auf diesem Wege zu verwenden, wovon natürlich Radio und Film in Amerika ausgiebig Gebrauch gemacht haben. Für

die fonetische Forschung diente das Gerät zum Nachweis, daß Stimmerzeugung und supraglottale Artikulation unabhängig voneinander erfolgen, ferner, daß die vokalische Artikulation einen Filterprozeß darstellt, und schließlich, daß erstaunlicherweise Explosiv- und Reibelaute ohne Mitwirkung eines Luftdrucks, also ohne Explosion und Reibung zu Gehör gebracht werden können.

Diese wenigen Beispiele der neueren Forschung mögen dem Autor M. Joos recht geben, daß die akustische Fonetik sich noch in den Anfängen bewegt und daß entscheidende Ergebnisse noch zu erwarten sind.

F. Winckel

## Oszillatoren mit Oberschwingungskristallen \*

Da man Steuerkristalle praktisch nur mit Grundfrequenzen von höchstens etwa 10 MHz herstellen kann, hilft man sich bei kristallgesteuerten UKW-Oszillatoren in der Weise, daß man den Kristall in einer ungeradzahlgigen Oberschwingung seiner Grundfrequenz erregt. Dabei wird der Kristall sozusagen in  $n$  schwingende Schichten von je einem  $n$ -tel der Kristalldicke aufgespalten, wenn der Kristall in der  $n$ -ten Oberschwingung angeregt ist. Um die Arbeitsweise des Oberschwingungskristalles klarzumachen, sind in Abb. 1 die Schwin-



Abb. 1 Die Schwingungsformen eines in der dritten a) und eines in der fünften b) Oberschwingung angeregten Steuerkristalles

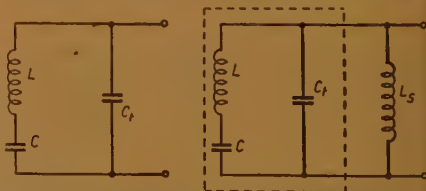


Abb. 2 Ersatzschaltbild des Schwingkristalles  
Abb. 3 Die kapazitive Wirkung des Kristalles wird durch Parallelschaltung der Induktivität  $L_s$  ausgeglichen

gungsformen des Kristalls für die dritte und für die fünfte Oberschwingung schematisch wiedergegeben. Sorgfältig gearbeitete Oberschwingungskristalle lassen sich noch in der dreizehnten oder fünfzehnten Oberschwingung anregen, so daß man ohne Schwierigkeiten bis auf Oszillatorfrequenzen von 150 MHz kommen könnte. Einzelne Kristalle



haben sich sogar noch für die 23. und auch für die 29. Oberschwingung als geeignet erwiesen.

Selbstverständlich kann der Kristall immer nur in einer einzigen Oberschwingung gleichzeitig schwingen. Diese Oberschwingung wird durch die Resonanzfrequenz des Kreises bestimmt, von dem der Kristall einen Teil bildet. Da die Oberschwingungen durch entsprechende mechanische Schwingungsformen des Kristalles entstehen, stimmen deren Frequenzen nicht genau mit den Harmonischen der Grundfrequenz des Kristalls überein. Die Abweichungen lassen sich aber nicht voraussehen und können sowohl positiv als auch negativ sein. Aus der Tabelle 1 gehen die Unterschiede zwischen den Harmonischen der Grundfrequenz und den Oberschwingungen hervor, die an einem bestimmten Kristall gemessen wurden:

	Harmonische Hz	Oberschwingung Hz	Differenz Hz
1.	8 478 094		
3.	25 434 282	25 430 800	— 3 482
5.	42 390 470	42 406 854	+ 16 384
7.	59 346 658	59 295 705	— 50 953
9.	76 302 846	76 339 060	+ 36 214
11.	93 259 034	93 284 400	+ 25 366
13.	110 215 222	110 240 200	+ 24 978

Tabelle 1

Wenn also ein Kristall mit einer Oberschwingung bestimmter Frequenz gewünscht wird, darf der Kristall bei der Herstellung nicht auf die Grundfrequenz, sondern muß unmittelbar auf die betreffende Oberschwingung abgestimmt werden.

Die Anregung des Kristalls in einer Oberschwingung geschieht am einfachsten in der Weise, daß man den Kristall in den Gitterkreis der Oszillatordröhre legt und einen Resonanzkreis in der Anodenleitung der Röhre auf die gewünschte Oberschwingung abstimmt. Das hat zur Folge, daß in dem Ersatzschaltbild des Kristalls (Abb. 2) die wirksame Kristallkapazität C und die wirksame Induktivität L bei Abstimmung auf die n-te Oberschwingung auf den n-ten Teil absinken, während die Parallelkapazität  $C_t$ , die durch die Kristalfassung, Zuleitungen usw. gebildet wird, unverändert bleibt, im Verhältnis zu C also größer wird. Das bedeutet aber nicht nur, daß der Kristall in der n-ten Oberschwingung schwingt, sondern auch, daß die Impedanz des Gitterkreises erheblich abnimmt, und zwar um so mehr, je größer n wird. Mit dieser Oszillatorschaltung kommt man daher bestenfalls bis etwa zur fünften Oberschwingung,

bei größerem n reißen die Schwingungen wegen des zu kleinen Gitterkreiswiderstandes ab.

Will man Oberschwingungskristalle in UKW-Oszillatoren benutzen, wo ja n größer als fünf sein soll, so muß man durch irgendeine Maßnahme dafür sorgen, daß die Impedanz des Gitterkreises möglichst groß bleibt. Als sehr erfolgreich hat sich die folgende Maßnahme erwiesen<sup>1)</sup>: diese läuft praktisch auf eine Kompensation der Kapazität  $C_t$  durch eine parallel geschaltete Induktivität  $L_s$  und auf eine Ergänzung von  $C_t$  durch  $L_s$  zu einem Parallelschwingkreis hinaus. Betrachtet man darüber hinaus den frequenzabhängigen Verlauf des Scheinwiderstandes des Kristalles, wie er sich aus der Reihenschaltung von C und L ergibt, so erkennt man, daß für Frequenzen unterhalb der Reihenresonanz von C und L der Kristall wie eine Kapazität wirkt. Der kapazitiv wirkende Kristall muß nun an einen induktiv wirkenden Gitterkreis angeschlossen werden, so daß ein Parallelschwingkreis mit hohem Resonanzwiderstand entsteht. Um den Gitterkreis induktiv zu machen, legt man parallel zu der Kapazität  $C_t$  eine Induktivität  $L_s$  von solcher Größe, daß die Kombination von  $C_t$  und  $L_s$  bei der Arbeitsfrequenz des Kristalles eine Induktivität ergibt (Abb. 3), die ihrerseits mit dem kapazitiv wirkenden Reihenkreis L-C einen Parallelschwingkreis bildet, der bei der Arbeitsfrequenz in Resonanz ist. Kennzeichnend für Oszillatoren dieser Art ist also die Tatsache, daß sie entweder mit der Reihenresonanz des Kristalles oder auch mit einer Frequenz arbeiten können, die etwas niedriger als die der natürlichen Oberschwingung des Kristalles entsprechende Frequenz liegt, also etwas unterhalb der Reihenresonanz aus dem wirksamen L und C. Die letztere Betriebsweise des Oszillators ist insofern vorteilhaft, als sich dabei besonders günstige Eigenschaften hinsichtlich der Stabilität des Oszillators ergeben und außerdem eine Frequenzmodulation auf diese Weise möglich gemacht wird.

Nach diesem Prinzip lassen sich Oszillatoren bauen, die bis zur fünfzehnten Oberschwingung des Kristalls befriedigend arbeiten. In Abb. 4 ist die Schaltung eines derartigen Oszillators für 77 MHz dargestellt, der mit der neunten Oberschwingung des Kristalles arbeitet; der Kristall hat eine Grundfrequenz von ungefähr 8,55 MHz. Die Frequenzstabilität des Oszillators soll außerordentlich gut sein. Die Abhängigkeit der Frequenz sowohl von der Anodenspannung der Oszillatordröhre als auch von der Temperatur ist gering. Die Temperaturabhängigkeit der Oszillatorkonzentration kann sogar

<sup>1)</sup> George H. Lister: Overtone Crystal Oscillator Design, Electronics, Band 23, November 1950, Seite 88.

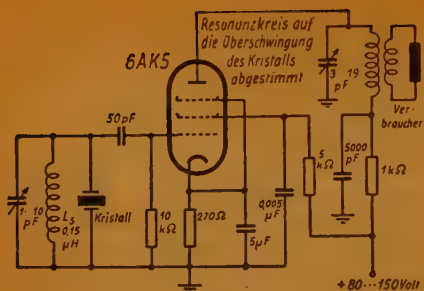


Abb. 4 Schaltung eines Oszillators mit Oberschwingungskristall für eine Frequenz von 77,00 MHz. Der Kristall hat eine Grundfrequenz von 8,55 MHz und wird in der neunten Oberschwingung angeregt

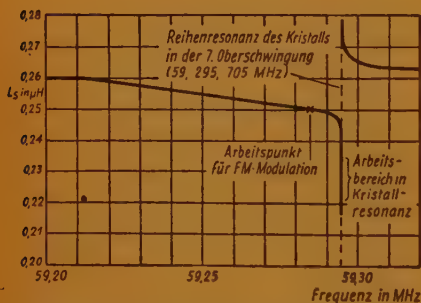


Abb. 5 Frequenzkennlinie eines Oszillators mit Oberschwingungskristall in der Umgebung einer natürlichen Oberschwingung des Kristalls. Durch Veränderung der Induktivität  $L_s$  kann die Oszillatorfrequenz um geringe Beträge variiert werden. Dadurch hat man die Möglichkeit einer Frequenzmodulation

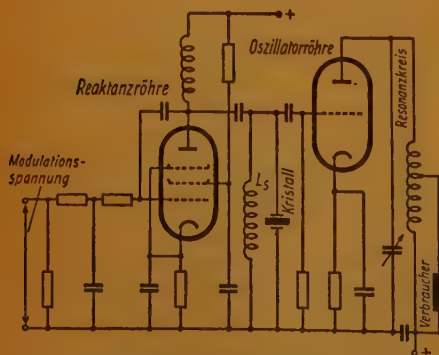


Abb. 6 Schaltbild eines Oszillators mit Oberschwingungskristall und Frequenzmodulation durch eine Reaktanzröhre

b deutend kleiner als die der Kristallfrequenz gemacht werden, wenn man unter geeigneten Bedingungen arbeitet. So konnten beispielsweise Oszillatoren mit einer Stabilität von besser als  $10^{-6}$  innerhalb eines Temperaturbereiches von  $-16^{\circ}\text{C}$  bis  $+85^{\circ}\text{C}$  hergestellt werden.

Die Frequenz des Oszillators läßt sich durch Veränderung der Induktivität  $L_s$  um geringe Beträge verändern. Die Abb. 5 zeigt die Frequenzkennlinie eines Oszillators mit einem Kristall der Grundfrequenz 8,478 094 MHz, der in der 7. Oberschwingung angeregt wird. Der senkrechte Teil der Kurve entspricht der Resonanzfrequenz des aus dem wirksamen L und C des Kristalles gebildeten Serienkreises, nämlich seiner natürlichen Oberschwingung von 59,295 705 MHz. Wenn man  $L_s$  so wählt, daß man sich auf dem schwach geneigten, fast geradlinigen Teil der Kurve befindet, wo also der Kristall kapazitiv wirkt, etwa an der in Abb. 5 gekennzeichneten Stelle, so ist eine lineare Frequenzmodulation durch  $L_s$  möglich. Allerdings läßt sich auf diese Art nur ein Frequenzhub von kaum mehr als  $\pm 5$  kHz erzielen, da man sich nicht zu weit von dem Kennlinienknick entfernen darf. Anderenfalls würde der Oszillator instabil werden. Oszillatoren mit Oberschwingungskristallen in FM-Sendern werden daher in Verbindung mit nachgeschalteten Frequenzvervielfachern betrieben, um den erforderlichen Frequenzhub zu erreichen. Abb. 6 zeigt die Schaltung eines Oszillators, der mittels einer zu  $L_s$  parallel geschalteten Reaktanzröhre frequenzmoduliert wird. Oszillatoren, die nach dem hier kurz angedeuteten Grundsatz arbeiten, werden seit etwa zwei Jahren mit bestem Erfolg sowohl für feste als auch für bewegliche UKW-Sender sowie auch für Überlagerungsozillatoren in UKW-Empfängern angewandt.

Dr. F.

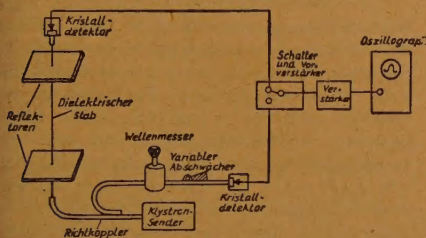
(Umfang der Originalarbeit 6 Seiten.)

## Untersuchung dielektrischer Stäbe als Wellenleiter

Eine experimentelle Untersuchung zeigt, daß dielektrische Stäbe als Wellenleiter<sup>1)</sup> für cm-Wellen mit den üblichen metallischen Hohlleitern nur dann in Konkurrenz treten können, wenn der Stabradius ein Bruchteil der Wellenlänge ist. Dann ist nämlich der größte Teil der durch den Stab geführten elektromagnetischen Energie außerhalb des Dielektrikums, so daß sich ein Wellenleiter mit sehr geringen Verlusten ergibt. Der Verfasser zeigt für den Fall der „Dipolwelle“ die gute Übereinstimmung seiner Messungen mit den theoretischen

<sup>1)</sup> C. H. Chandler: An investigation of dielectric rod as wave guide. J. Appl. Phys. 20, Seite 1188, 49.

Werten von W. M. Elsasser (vorhergehendes Referat). Diese Wellenform läßt sich leicht anregen und hat, da sie keine Grenzfrequenz besitzt, noch den Vorteil, daß mit kleiner werdendem Stabradius  $a$  bzw. zunehmender Luftwellenlänge  $\lambda_0$  ein immer größerer Bruchteil der Energie an der Außenseite des Stabs erscheint. Somit können die Verluste beliebig klein gehalten werden, solange Strahlungsverluste durch exakte Geradheit des Stabes vermieden werden können. Sämtliche Versuche werden an Polystyrene ( $\epsilon = 2,56$ ) bei einer Wellenlänge  $\lambda_0 = 1,25$  cm angestellt.



Die Messung der Wellenlänge im Dielektrikum geschieht an einem Stab mit fortschreitenden Wellen. Dazu wird das offene Ende eines metallischen Hohlleiters längs des Stabes in Kontakt mit ihm bewegt und das empfangene Signal mit einem solchen fester Phase gemischt. Die Abstände zwischen Maxima und Minima werden über mehrere Wellenlängen beobachtet und die daraus an verschiedenen Stäben ermittelten Stabwellenlängen stimmen mit den nach Elsasser theoretisch zu erwartenden Werten überein. Vorversuche über die Dämpfung längs des Stabes wurden mit einer ähnlichen Sonde, Bolometer, Verstärker und Anzeigefinstrument ausgeführt. Die Abnahme der Amplitude mit wachsendem Abstand von der Quelle war nach diesem Verfahren nur für dicke Stäbe, d. h. bei großer Dämpfung zu messen.

Für kleine Dämpfungsfaktoren wurde ein Resonanzverfahren entwickelt. Abb. 1 zeigt das Blockdiagramm der gesamten Anordnung. Der Resonator besteht aus dem zu untersuchenden dielektrischen Stab, der als Übertragungsleitung benutzt wird, und zwei ebenen Reflektoren (versilberte Glasplatten). Eine Übertragung von HF-Energie findet nur statt, wenn die Länge des Resonators ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge ist. Seine Güte  $Q$  läßt sich rechnerisch angeben und für kleine Dämpfungsfaktoren  $\alpha$  und Reflexionskoeffizienten  $R \approx 1$  enthält die Formel für  $Q$  als Unbekannte nur noch  $\alpha$  und  $R$ , so daß man beide aus zwei Messungen bei verschiedenen Resonatorlängen bestimmen kann. Das in seiner Frequenz gesteuerte Klystron überstreicht eine Reso-

nanzstelle, und eine geeignete elektrische Anordnung zeichnet auf den Schirm des Oszillografen die zugehörige Resonanzkurve. Nun wird mit derselben Anordnung die Resonanzkurve eines Wellenmessers aufgenommen, die mit einem Abschwächer auf die gleiche Höhe gebracht werden kann, wie sie die Kurve des Resonators hatte. Die Güte des Wellenmessers war vorher zu  $Q = 16\,000$  bestimmt worden durch Verwendung der Ammoniakabsorptionslinien als Frequenzmarken. Durch Vergleich der Halbwertsbreiten der beiden Resonanzkurven erhält man die gesuchte Güte des Resonators.

Die für verschiedene Werte  $2a/\lambda_0$  erhaltenen Meßergebnisse stimmen sehr gut mit den errechneten Werten von Elsasser überein. Die Dämpfung erreicht für dicke Stäbe (ab  $2a/\lambda_0 = 0,8$ ) asymptotisch den Wert 3,5 db/m, den einem guten metallischen Hohlleiter entsprechenden Wert von 0,4 db/m bei  $2a/\lambda_0 = 0,3$ . Die geringste gemessene Dämpfung war 0,004 db/m bei einem Stab von  $2a/\lambda_0 = 0,187$  und einer Länge von 60 bzw. 180 cm. Die Güte des Resonators betrug in diesem Fall 19 000 bzw. 53 000. Die Meßergebnisse entsprechen dem auch aus anderen Messungen bekannten Verlustfaktor von 0,001 in Polystyrene. Bei noch kleineren Stabdurchmessern macht sich die Ausdehnung des Feldes auf dem Außenraum durch störende Reflexionen an den Kanten der reflektierenden Platten und an äußeren Flächen bemerkbar, so daß Abweichungen in der Frequenzkurve des Resonators beobachtet wurden. Severin

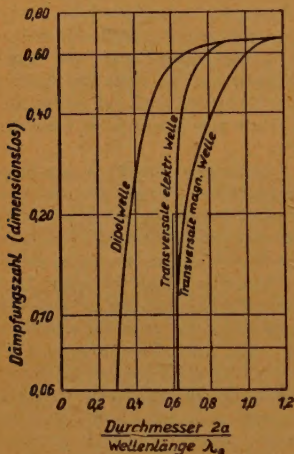
## Dämpfung in dielektrischen Stäben von kreisförmigem Querschnitt

Bekanntlich weist ein runder dielektrischer Stab<sup>1)</sup> ähnlich wie ein metallischer Hohlleiter bestimmte Typen elektromagnetischer Wellen auf, die längs des Stabes ohne Strahlungsdämpfung fortschreiten, wenn der Stab exakt gerade ist. Wird ein derartiger Stab als Wellenleiter benutzt, so haben die auftretenden Verluste in der Hauptsache drei Ursachen: es gibt Strahlungs- und Reflexionsverluste auf Grund unvollkommener Anpassung, Strahlungsverluste durch Krümmungen und schließlich dielektrische Verluste im Material, wenn letzteres kein vollkommenes Dielektrikum ist. Allein mit diesem letzten Effekt beschäftigt sich der Verfasser und berechnet die dielektrischen Verluste nach der Methode der Störungsrechnung, wobei der Intensitätsverlust pro Wellenlänge längs des Stabes klein gegen den Energiefluß entlang des Stabes angenommen wird, für die drei einfachsten Wellentypen.

W. M. Elsasser: Attenuation in a dielectric circular rod. J. Appl. Phys 20, 1193, 49.



Die beiden ersten Formen sind rotationssymmetrisch; bei der transversalen magnetischen Welle sind die magnetischen Kraftlinien Kreise um den Mittelpunkt der Stabachse; die elektrischen Kraftlinien liegen in Ebenen, die die Stabachse enthalten, verlaufen ins Unendliche und nähern sich



asymptotisch Ebenen, die senkrecht zum Stab liegen und  $\lambda_0$  Abstand voneinander haben ( $\lambda$  = Stabwellenlänge). Die transversale elektrische Welle erhält man aus der eben beschriebenen transversalen magnetischen Welle durch Vertauschung von  $\vec{E}$ - und  $\vec{H}$ -Vektor. Für einen Polystyrenstab ( $\epsilon = 2,56$ ) in Luft ist die Grenzfrequenz bei beiden Wellentypen gegeben durch  $2a/\lambda_0 = 0,613$  ( $a$  = Stabradius,  $\lambda_0$  = Wellenlänge in Luft). Für viele Zwecke nützlicher ist die „Dipol“-Welle, bei der das Dielektrikum senkrecht zur Stabachse polarisiert wird, und zwar in grober Näherung, sinusförmig. Die Struktur des elektromagnetischen Feldes ist wesentlich verwickelter. Eine Grenzfrequenz existiert nicht, so daß der Stab Wellen dieses Types von beliebiger Wellenlänge führen kann.

In zwei Tabellen und einer Abbildung (s. Abb. 1) werden für  $\epsilon = 2,56$  die Dämpfungsfaktoren für die drei behandelten Wellenformen in Abhängigkeit von  $2a/\lambda_0$  angegeben. Für große Werte von  $2a/\lambda_0$  konvergieren sie asymptotisch gegen den Wert für eine ebene Welle in einem unendlich ausgedehnten Medium. Bei einem in der Dipolwelle angeregten Stab ist für kleine Werte von  $2a/\lambda_0$  das Feld nicht mehr auf die unmittelbare Nachbarschaft des Stabes konzentriert, sondern auf einen größeren zylinderförmigen Raum verteilt. An Stelle der Grenzfrequenz tritt hier also eine geringe Stabilität gegen Strahlung, da schon die geringste

Krümmung des Stabes zu wahrnehmbaren Strahlungsverlusten führt und das Feld nicht länger in seiner Gesamtheit dem Stab folgt. Severin

## BUCHBESPRECHUNGEN

Zurmühl, Rudolf:

### Matrizen

#### Eine Darstellung für Ingenieure

Berlin-Göttingen-Heidelberg

Springer-Verlag 1950,

427 Seiten, 25 Abb., DM 25,50

Die Lehre von den Matrizen ist die Lehre von den linearen Beziehungen. Diese spielen in der mathematischen Naturbeschreibung eine hervorragende Rolle. Aus diesem Grunde ist das Wissen um die Matrizen nicht ein wenig Spezialisten interessierendes Sondergebiet, sondern muß auch dem Ingenieur, der in seinem Beruf an der Spitze stehen will, bekannt sein. Der Verfasser hat es sich zur Aufgabe gemacht, die an sich schwierige Materie so darzustellen, daß sie auch von jenen Ingenieuren verstanden wird, die über keine mathematische Sonderausbildung verfügen. Die vielen Beispiele laden förmlich ein, sich an die Arbeit zu machen. Der Inhalt gliedert sich in sieben Kapitel, und zwar: Matrizenkalkül, Der Rang, Formen und Transformationen, Das Eigenwertproblem, Struktur der Matrizen, Numerische Verfahren und Anwendungen. Das Kapitel VII „Anwendungen“ bringt Beispiele aus der Elektrotechnik, der Schwingungstechnik usw. und sei besonders hervorgehoben. Ein Buch, das dem Selbststudium gewidmet ist und hundertprozentig seine Aufgabe erfüllt.

### Kunststoff-Taschenbuch

begründet von Dr. F. Pabst,

neu bearbeitet von Dr. Hj. Saechtling

und Dipl.-Ing. W. Zebrowski.

8. Ausgabe. 271 Seiten. Format 12 × 17 cm.

München 1950, Carl Hanser Verlag.

Gebunden DM 8,50

Die fast 2000 ausgewählten Handelsnamen im letzten Abschnitt des Taschenbuches lassen erkennen, welche Bedeutung die Kunststoffe in der Technik gewonnen haben. Die Bearbeiter der vorliegenden 8. Ausgabe mußten manches Neue unterbringen, trotzdem konnte der bewährte Aufbau des Buches beibehalten werden. In kürzester, gedrängter Form werden die Grundbegriffe der Kunststoffkunde, Verarbeitung und Bearbeitungsverfahren der Massen, die einzelnen Kunststoffe mit härtbaren und thermoplastischen Harzen, aber auch die vielfältigen Sonder- und Grenzgebiete — als Beispiel seien nur die Kleber und Leime und



die Holzwerkstoffe erwähnt — besprochen. Angaben über die Typisierung und Normung sowie Tabellen der chemischen, elektrischen, mechanischen, thermischen Daten usw. der Kunststoffgruppen ermöglichen selbst dem sonst etwas abseits des Gebietes Stehenden einen schnellen und klaren Überblick über alle Fragen. Die Kürze an manchen Stellen ist durchaus kein Nachteil, da Angaben der wichtigsten neueren Literaturstellen stets auf das Spezialschrifttum verweisen; nur dadurch konnte überhaupt der Buchumfang auf ein wirkliches Taschenformat beschränkt bleiben. Der schmiegsame, geschmackvolle Mipolam-Einband hat sich bewährt. Eine straffe Gliederung des Inhalts nach einer Dezimalklassifikation gibt eine angenehme sachliche Ordnung.

H. Petzoldt:

**Elektroakustik**

### **Band I. Allgemeine Anlagentechnik**

Fachbuchverlag GmbH., Leipzig 1951

203 Seiten, 226 Abb., 23 Tafeln

Das Buch wendet sich an den Praktiker, der Planung, Aufbau und Messung elektroakustischer Anlagen zur Aufgabe hat. Mikrophone, Verstärker, Lautsprecher, Regel- und Mischgeräte werden als fertige Bauteile betrachtet. Ihre Zusammenschaltung stellt heute ein eigenes Spezialgebiet dar. Soll eine Schallübertragungsanlage vielerlei Programmwünsche erfüllen, so müssen Schaltfelder aufgebaut werden, in denen Eingangsleitungen den Vorverstärkern, diese wiederum den Regeleinrichtungen, die gemischten Programme den weiteren Pegelverstärkern, deren Ausgänge wiederum den vorhandenen Kraftverstärkern und die verschiedenen Lautsprecherkreise den Kraftverstärkerausgängen zugeschaltet werden. Der Programmdurchlauf muß an zahlreichen Stellen der Anlage spannungsmäßig und qualitativ überwacht werden. Dem Verfasser ist es gelungen, die hierfür anzuwendende Technik vorbildlich klar und übersichtlich geordnet darzustellen. Der Abschnitt über Leitungstechnik ist allerdings angefechtbar. Der Hinweis auf die Übertragungsgrößen langer Leitungen kann den Irrtum erwecken, daß man in elektroakustisch hochwertigen Anlagen Anpassung an den Wellenwiderstand vornehmen könne. In diesem Abschnitt müßte die Erzielung einer linearen Frequenzkurve im Vordergrund stehen und gerade diese Fragen werden vom Verfasser vernachlässigt. Sehr wertvoll ist wieder die Zusammenfassung der Installationstechnik und Messung an elektroakustischen Anlagen. Das Buch wird dem auf diesem Gebiet tätigen Fachmann eine sehr wertvolle Hilfe sein.

W. Reichardt

# **STEINLEIN**

## **Hochkonstant - Netzgeräte**

mit elektronischer Stabilisierung

**Lastunabhängig**

**Innenwiderstand 1 Ohm**

Neuentwickelte Normaltypen

Für Nieder- u. Hochspannungen

**HK - Geräte mit Vielspannung**

Spezialgeräte und -Anlagen  
in Sonderfertigung

## **PETER STEINLEIN**

Regler u. Verstärker / Stromversorgung

**Düsseldorf, Erkrather Straße 120**

**Telefon 11781**

## **ÜBERSETZUNGEN**

von Fachliteratur aus dem Englischen, Französischen, Russischen, exakt, schnell, preiswert

**Dipl.-Ing. F. Müller**

**Darmstadt, Sandbergstraße 77**

## **BESTELLSCHEIN**

Liefere Sie aus dem

VERLAG FÜR RADIO-FOTO KINOTECHNIK

GMBH., BERLIN-BORSIGWALDE

\_\_\_\_\_ Expl. **Handbuch für Hochfrequenz-  
und Elektro-Techniker**

zum Preise von DM-W 12,50 spesen- und portofrei  
durch Nachnahme

Name: \_\_\_\_\_

Datum: \_\_\_\_\_

Genaue Anschrift: \_\_\_\_\_

PRÄZISIONS-MESSGENERATOR

KLIRRFAKTOR-MESSGERÄT



PEGELSENDER

PEGELMESSER

**WANDEL u. GOLTERMANN**

RUNDFUNK- UND MESSGERÄTE REUTLINGEN/WÜRTT.

# Bulletin

des Schweizerischen  
Elektrotechnischen Vereins

die schweizerische

Zeitschrift

der Elektrotechnik

Interessenten werden  
gebeten, sich an folgende

Adresse zu wenden:

**Sekretariat des SEV**

**Seefeldstraße 301, Zürich 8**

Herausgegeben vom Schweizerischen Elektrotechnischen Verein als gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV) und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE).

Erscheint alle 14 Tage im Umfang von etwa 1000 Textseiten pro Jahr.

Originalarbeiten aus Theorie und Praxis der gesamten Elektrotechnik (Starkstrom, Fernmeldetechnik und Hochfrequenztechnik) und der Energiewirtschaft, Referate aus andern Zeitschriften, Literatur und Zeitschriftenrundschau. Vorschriften, Regeln und Leitsätze des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins. Vereinsnachrichten.

Mitglieder des SEV erhalten die Zeitschrift gratis. Nichtmitglieder abonnieren sie zu folgenden Preisen: Ausland: 50 Fr. pro Jahr, 30 Fr. pro Halbjahr.